

Нейтрино: массы, взаимодействия и лабораторные эксперименты

Ф. Шимковиц

Атомное ядро открывает уникальные возможности для изучения фундаментальных свойств и взаимодействий нейтрино. В центре исследований лежат природа нейтрино (дираковская или майорановская), иерархия масс, абсолютный масштаб масс нейтрино и возможное существование дополнительных стерильных нейтрино. В обзоре кратко рассматривается прогресс в области лабораторных измерений фундаментальных свойств нейтрино, достигнутый за последнее время.

Ключевые слова: несохранение лептонного числа, дираковское и майорановское нейтрино, массы нейтрино и смешивание, нейтринные осцилляции, бета-распад трития, двухнейтринный и безнейтринный бета-распад, ядерные матричные элементы, аксиальная константа связи

PACS numbers: 14.60.Pq, 14.60.St, **23.40.** – s

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.08.039036>

Содержание

1. Введение (1307).
 2. Массы и смешивание нейтрино (1308).
 - 2.1. Формирование масс нейтрино. 2.2. Феноменология нейтринных масс в схеме со смешиванием трёх нейтрино. 2.3. Сценарии нейтринного смешивания со стерильными нейтрино.
 3. Измерение массы нейтрино в одиночном β -распаде и захвате электрона (1314).
 - 3.1. β -распад трития. 3.2. β -распад рения. 3.3. Электронный захват в гольмии.
 4. Безнейтринный двойной бета-распад (1318).
 - 4.1. Механизм формирования масс лёгких нейтрино. 4.2. Распад $0\nu\beta\beta$ с одним тяжёлым нейтрино. 4.3. Механизм нейтринных масс в распаде $0\nu\beta\beta$ в моделях с лево-правой симметрией. 4.4. Кварк-конденсатный механизм качелей в распаде $0\nu\beta\beta$. 4.5. Ядерные матричные элементы распада $0\nu\beta\beta$. 4.6. Связь между ядерными матричными элементами для распадов $0\nu\beta\beta$ и $2\nu\beta\beta$. 4.7. Подавление константы аксиально-векторного взаимодействия.
 5. Двухнейтринный двойной бета-распад (1328).
 - 5.1. Улучшенное описание распада $2\nu\beta\beta$.
 6. Заключение и перспективы (1329).
- Список литературы (1330).

Ф. Шимковиц^(1,2,3)

⁽¹⁾ Department of Nuclear Physics and Biophysics, Comenius University, Mlynská dolina F1, SK-842 15 Bratislava, Slovakia

⁽²⁾ Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация

⁽³⁾ Czech Technical University in Prague, Jugoslávských partyzánů 1580/3, CZ-12800 Prague, Czech Republic
E-mail: fedor.simkovic@fmph.uniba.sk

Статья поступила 11 июня 2021 г., после доработки 3 августа 2021 г.

1. Введение

Нейтрино являются фундаментальными частицами, которые первыми образовались в первую секунду ранней Вселенной и постоянно создаются в астрофизических процессах по всему космическому пространству, таких, например, как ядерные реакции в звёздах, подобных нашему Солнцу, во взрывах сверхновых, в ускорителях космических частиц и т.п. Они образуются при взаимодействии космических лучей с земной атмосферой, в результате радиоактивных распадов во внутренних частях Земли, а также искусственным образом — в атомных реакторах и с помощью ускорителей элементарных частиц. Считается, что нейтрино являются самыми распространёнными частицами во Вселенной, которые, возможно, встречаются чаще, чем фотоны; они представляют собой новое "окно" во Вселенную, охватывающее широкий диапазон энергий.

Существование нейтрино было постулировано Вольфгангом Паули ещё девять десятилетий назад для "спасения" закона сохранения энергии и углового момента в ядерном β -распаде. В настоящее время известно, что существуют не один, а три различных типа (аромата) нейтрино: электронное, мюонное и тау-лептонное (ν_e , ν_μ и ν_τ), — которые участвуют в слабом взаимодействии согласно Стандартной модели (СМ) физики элементарных частиц. Революционное открытие осцилляций нейтрино в конце XX века [1, 2] продемонстрировало, что у нейтрино есть масса, а нейтрино с заданным ароматом является смесью (линейной суперпозицией) нейтрино с заданными массами (условие, необходимое для осцилляций, называется смешиванием). Отмечается, что наличие масс у нейтрино противоречит СМ, в которой нейтрино являются строго безмассовыми.

Предельная малость масс нейтрино и переход нейтрино одного типа в другой являются указанием на

существование физики за пределами Стандартной модели. Исследование и достижение понимания масс и осцилляций нейтрино даёт уникальный взгляд на механизмы объединения сил и частиц. Наблюдаемая структура смешивания нейтрино, а именно наличие двух больших углов смешивания, существенно отличается от аналогичной структуры в кварковом секторе. Этот факт можно рассматривать как указание на существование физики вне СМ, поскольку механизмы возникновения масс у нейтрино и у других фундаментальных фермионов могут быть принципиально различными.

Открытие нейтринных осцилляций создало новые возможности для использования нейтрино в качестве инструмента для расширения наших знаний о Вселенной и законов, которыми она управляется.

Нейтрино являются единственными известными слабовзаимодействующими массивными частицами и, таким образом, единственной известной компонентой тёмной материи. Интригующим является тот факт, что масштаб масс нейтрино и энергетический масштаб тёмной энергии приблизительно одинаковы. Возможное нарушение СР-инвариантности в нейтринном секторе может дать объяснение барионной асимметрии Вселенной, т.е. того факта, что наш мир состоит из вещества, а не из антивещества. Поскольку нейтрино являются столь широко распространёнными частицами, считается, что их массы, значения которых до сих пор неизвестны, могут оказывать влияние на силы тяготения во Вселенной.

Нейтрино остаются самыми загадочными фундаментальными фермионами, и нам до сих пор неизвестны ответы на ряд вопросов, несомненно являющихся главными. Интересы исследователей сосредоточены на абсолютной шкале масс нейтрино, природе нейтрино (дираковские или майорановские), СР-свойствах нейтрино и возможном существовании дополнительных стерильных нейтрино. В настоящем обзоре кратко рассматривается прогресс в области лабораторных измерений масс нейтрино и их взаимодействий, достигнутый за последние годы.

2. Массы и смешивание нейтрино

2.1. Формирование масс нейтрино

Открытие нейтринных осцилляций, измерения масс нейтрино в лабораторных экспериментах с тритием и космологические данные показывают, что массы нейтрино на много порядков величины меньше масс других фермионов в Стандартной модели. Малость масс нейтрино остаётся одной из основных нерешённых проблем физики элементарных частиц. Представляется весьма вероятным, что источники происхождения масс нейтрино и масс заряженных лептонов и кварков совершенно различны.

Согласно популярному сценарию этот феномен связан с нарушением симметрии полного лептонного числа на некотором высокоэнергетическом масштабе Λ . В этом случае на масштабе электрослабого взаимодействия возникает эффективный вайнберговский оператор размерности 5 с $\Delta L = 2$ [3]:

$$\mathcal{O}_W = \frac{f_{\alpha\beta}}{\Lambda} \bar{L}_\alpha^c H L_\beta H, \quad (1)$$

где H — хиггсовский дублет Стандартной модели, гиперзаряд которого принимается противоположным гиперзаряду лептонных дублетов L_α , где $\alpha = 1, 2, 3$ — индекс, указывающий семейство нейтрино. Этот оператор является неперенормируемым и уникальным, поскольку учитываются только скалярные поля Стандартной модели. После нарушения электрослабой симметрии (ElectroWeak Symmetry Breaking — EWSB) $\sqrt{2}\langle H^0 \rangle = v = 246$ ГэВ в трёх древесных реализациях эффективного оператора в уравнении (1) получается массовая матрица активных майорановских нейтрино

$$m_{\alpha\beta} = -f_{\alpha\beta} v \frac{v}{\Lambda}. \quad (2)$$

Оценка для общего случая с $f \sim 1$ и естественно малых масс нейтрино масштаба субэлектронвольт даёт $\Lambda \sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ.

В физике элементарных частиц существует множество моделей, приводящих к вайнберговскому эффективному оператору размерности 5 после устранения полей тяжёлых частиц путём интегрирования по ним. Майорановский массовый член генерируется новыми промежуточными частицами, при этом Λ указывает на масштаб их масс, который, будучи крайне велик, не имеет феноменологических проявлений. Обмен на древесном уровне тяжёлыми синглетными фермионами/нейтрино индуцирует малые массы нейтрино за счёт механизма, который сейчас обычно называется "качели типа I" (type-I seesaw mechanism) [4–7]. Тяжёлыми переносчиками взаимодействий могут быть также дополнительные скалярные хиггсовские бозоны (такие как скалярные триплеты) и триплетные фермионы в реализациях механизма качелей типа II [8–12] и соответственно типа III [13–16]. Хотя все эти модели объясняют малость нейтринных масс, абсолютные значения масс не могут быть предсказаны, потому что в моделях имеется множество неизвестных параметров.

Масштаб новой физики может быть редуцирован до уровня ТэВ, доступного для исследования на Большом адронном коллайдере (БАК), в моделях, где указанное выше стандартное ограничение механизма качелей на масштабе нарушения лептонного числа (Lepton-Number Violation — LNV) может быть ослаблено за счёт введения дополнительного подавления нейтринных масс. Такая ситуация может иметь место, например, если массы нейтрино генерируются как радиационные поправки (см., например, [17–24]) или запрещены или подавлены в размерности 5, но появляются в силу действия эффективных операторов более высокой размерности [25–27].

Интерес вызывает класс калибровочно-инвариантных эффективных операторов СМ размерности 7 [28]:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_7^u &= \frac{g_{\alpha\beta}^u}{\Lambda^3} \bar{L}_\alpha^c L_\beta H \bar{Q} u_R, \\ \mathcal{O}_7^d &= \frac{g_{\alpha\beta}^d}{\Lambda^3} \bar{L}_\alpha^c L_\beta H \bar{d}_R Q. \end{aligned} \quad (3)$$

В этих формулах подразумеваются все возможные $SU(2)_L$ -свёртки. Операторы (3) уже изучались как источник взаимодействий с $\Delta L = 2$, который может индуцировать $0\nu\beta\beta$ -распад без явной зависимости от массы майорановского нейтрино [29–33]. С другой стороны, в работе [34] было отмечено, что этот оператор вносит

вклад в массовую матрицу майорановских нейтрино в результате спонтанного нарушения киральной симметрии (Spontaneous Breaking of Chiral Symmetry — SBCS) через конденсат лёгких кварков $\langle \bar{q}q \rangle = -\omega^3 \neq 0$. Последнее обстоятельство задаёт масштаб SBCS, так что после EWSB и SBCS получается вклад в майорановскую матрицу масс активных нейтрино, равный [28]

$$m_{\alpha\beta}^v = -g_{\alpha\beta} v \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{\Lambda^3} = g_{\alpha\beta} v \left(\frac{\omega}{\Lambda} \right)^3, \quad (4)$$

с $g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}^u + g_{\alpha\beta}^d$, где $\langle \bar{q}q \rangle \equiv \langle \bar{u}u \rangle \approx \langle \bar{d}d \rangle \approx 2 \langle \bar{u}_L u_R \rangle \approx 2 \langle \bar{d}_R d_L \rangle$. Это соотношение представляет собой своеобразную формулу масс нейтрино с большим отношением масштаба Λ нарушения лептонного числа (LNV) и масштаба нарушения киральной симметрии $\omega = -\langle \bar{q}q \rangle^{1/3}$. Мы называем соотношение (4) формулой кварк-конденсатных качелей (Quark Condensate SeeSaw — QCSS). Используя значение

$$\langle \bar{q}q \rangle^{1/3} \approx -283 \text{ МэВ}, \quad (5)$$

которое следует из квантовой хромодинамики, перенормированной по схеме $\overline{MS}$ с фиксированным масштабом $\mu = 2 \text{ ГэВ}$ [35], и $\Lambda \sim$ нескольких ТэВ, мы получаем массу нейтрино в диапазоне субэлектронвольт [28].

2.2. Феноменология нейтринных масс в схеме со смешиванием трёх нейтрино

Наблюдение нейтринных осцилляций указало на тот факт, что нейтрино обладают малыми массами, а ароматы лептонов не являются симметриями Природы. Полученные данные совместно анализируются в рамках минимальной схемы с тремя нейтрино, где состояния с определёнными ароматами (ν_e, ν_μ, ν_τ) представляются в виде квантовых суперпозиций трёх массивных состояний ν_i ($i = 1, 2, 3$) с массами m_i . Имеем

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle, \quad \alpha = e, \mu, \tau. \quad (6)$$

В случае дираковских нейтрино унитарная 3×3 -матрица смешивания нейтрино Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты (PMNS) может быть параметризована в следующем виде:

$$U = R_{23} \tilde{R}_{13} R_{12}, \quad (7)$$

где матрицы R_{ij} являются вращениями в пространстве ij , т.е.

$$R_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad R_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix},$$

$$\tilde{R}_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} \exp(i\delta) & 0 & c_{13} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$. θ_{12} , θ_{13} и θ_{23} — углы смешивания, а δ — CP-фаза. Если нейтрино являются майорановскими частицами, то матрица U в уравнении (7) умножается на диагональную фазовую матрицу $P = \text{diag}(\exp(i\alpha_1), \exp(i\alpha_2), \exp(i\alpha_3))$, которая содержит две дополнительные CP-фазы α_1 и α_2 .

В случае трёх семейств нейтрино эксперименты по осцилляции нейтрино чувствительны к трём углам смешивания (θ_{12} , θ_{13} и θ_{23}), CP-фазе δ и двум независимым разностям квадратов масс, которые могут быть выбраны следующим образом: $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_1^2 + m_2^2)/2$ [36]. При этом возможны два типа спектра масс нейтрино:

- нормальный спектр (Normal Spectrum — NS): $m_1 < m_2 < m_3$; $\Delta m^2 > 0$. В этом случае

$$m_2 = \sqrt{\delta m^2 + m_0^2}, \quad m_3 = \sqrt{\Delta m^2 + \frac{\delta m^2}{2} + m_0^2}$$

с $m_0 = m_1$;

- обращённый спектр (Inverted Spectrum — IS): $m_3 < m_1 < m_2$; $\Delta m^2 < 0$. В этом случае

$$m_{1,2} = \sqrt{-\Delta m^2 \mp \frac{\delta m^2}{2} + m_0^2}$$

с $m_0 = m_3$.

Здесь $m_0 = m_1(m_3)$ — масса самого лёгкого нейтрино. Если задан тип спектра масс нейтрино, то параметр m_0 полностью определяет абсолютный масштаб масс нейтрино.

Недавно обновлённые значения набора из шести параметров нейтринных осцилляций ($\delta m^2, \Delta m^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta$), полученные глобальной подгонкой результатов экспериментов с нейтрино от солнечных, атмосферных, ускорительных и реакторных источников, представлены в табл. 1. Сейчас такой комбинированный анализ позволяет наложить ограничения на ранее неизвестную CP-фазу δ . Что же касается типа спектра ($\text{sign}(\Delta m^2)$), то никаких свидетельств в пользу нормальной или обращённой последовательности масс получено не было. Однако в предположении NS получается указание относительно другого неизвестного параметра, а именно, предпочтительным является значение θ_{23} в первом октанте ($\theta_{23} < \pi/4$ на уровне достоверности $\sim 95\%$).

Для того чтобы полностью зафиксировать массы трёх лёгких нейтрино, осталось измерить только один параметр, а именно абсолютный масштаб нейтринных масс. Для такого измерения не хватает точности ни одного из текущих экспериментов. Эксперименты в земных лабораториях, такие как исследования бета-распада трития, дают только верхнюю границу на абсолютные массы нейтрино. Суть эксперимента состоит в поиске искажений вблизи конечной точки спектра электронов в β -распаде трития. При таком прямом и модельно-независимом определении масс нейтрино измеряемой величиной является

$$m_\beta = \sqrt{\sum_{k=1}^3 |U_{ek}|^2 m_k^2}. \quad (9)$$

Эксперимент под названием Karlsruhe TRItium Neutrino (KATRIN) (Тритиевый нейтринный эксперимент в Карлсруэ) сможет достигнуть чувствительности $m_\beta < 200 \text{ мэВ}$ (на уровне достоверности 90 %) [39]. Эта величина соответствует продвижению на порядок по абсолютной шкале масс нейтрино. На рисунке 1 показана зависимость m_β от массы самого лёгкого собственного состояния m_0 . Следует отметить, что для значений m_0 , не ис-

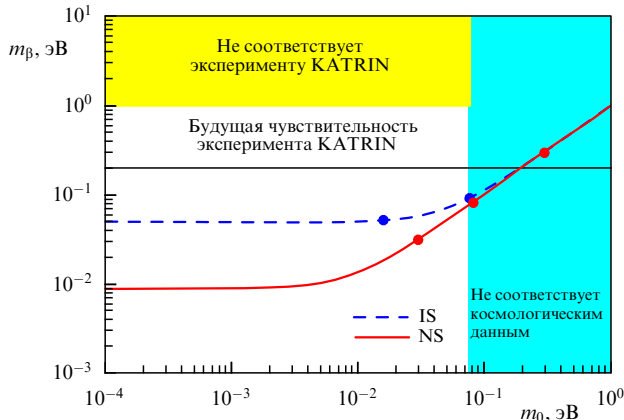


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Эффективная масса нейтрино m_β , измеряемая в β -распаде трития, в зависимости от массы самого лёгкого собственного состояния m_0 . Результаты представлены для обращённого (IS, $m_0 = m_3$) и нормального (NS, $m_0 = m_1$) спектра масс нейтрино. Используются результаты наилучшей глобальной подгонки параметров нейтринных осцилляций (см. табл. 1). Космологическое ограничение, соответствующее $\Sigma < 0,26$ эВ, показано бирюзовым цветом. Предельные значения для NS, IS и астрофизических наблюдений, равные 0,12 эВ, 0,26 эВ [37] и 0,9 эВ [38], показаны соответственно красными и синими точками.

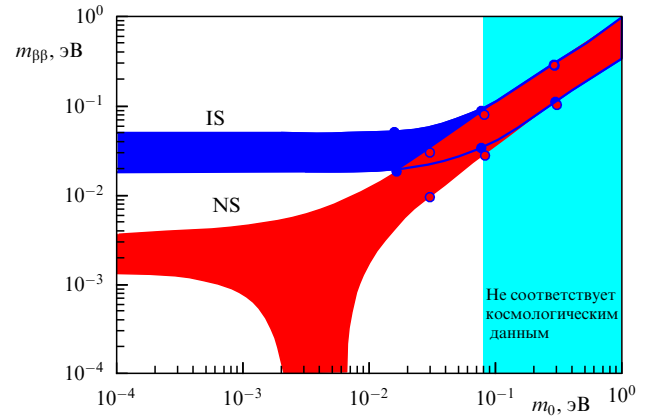


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Эффективная майорановская масса нейтрино $m_{\beta\beta}$ в зависимости от массы самого лёгкого собственного состояния m_0 . Синяя и красная полосы относятся соответственно к обращённому (IS, $m_0 = m_3$) и нормальному (NS, $m_0 = m_1$) спектру масс нейтрино. Используются результаты наилучшей глобальной подгонки параметров нейтринных осцилляций (см. табл. 1). Космологическое ограничение, соответствующее $\Sigma < 0,26$ эВ, показано бирюзовым цветом. В предположении CP-инвариантности предельные значения для NS, IS и астрофизических наблюдений, равные 0,12 эВ, 0,26 эВ [37] и 0,9 эВ [38], показаны соответственно красными и синими точками.

Таблица 1. Значения, полученные глобальной подгонкой экспериментальных данных по нейтринным осцилляциям (взяты из [36]). Массовые параметры, определённые как $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_1^2 + m_2^2)/2$, т.е. $\Delta m^2 > 0$ и $\Delta m^2 < 0$, соответствуют нормальной (NH) и обращённой (IH) иерархии масс нейтрино. Отмечается, что отличие полных значений χ^2 между NH и IH является незначительным [36]

Параметр	Наилучшая подгонка	1 σ	2 σ	3 σ
Нормальная иерархия (NH)				
$\delta m^2/10^{-5}$ эВ ²	7,34	7,20–7,51	7,05–7,69	6,92–7,90
$\Delta m^2/10^{-3}$ эВ ²	2,485	2,453–2,514	2,419–2,547	2,2389–2,578
$\sin^2 \theta_{12}/10^{-1}$	3,05	2,92–3,19	2,78–3,32	2,65–3,47
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$	2,22	2,14–2,28	2,07–2,34	2,01–2,41
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$	5,45	4,98–5,65	4,54–5,81	4,36–5,95
δ/π	1,28	1,10–1,66	0,95–1,90	0–0,07 $\oplus$ 0,81–2,00
Обращённая иерархия (IH)				
$\delta m^2/10^{-5}$ эВ ²	7,34	7,20–7,51	7,05–7,69	6,92–7,91
$-\Delta m^2/10^{-3}$ эВ ²	2,465	2,434–2,495	2,404–2,526	2,374–2,556
$\sin^2 \theta_{12}/10^{-1}$	3,03	2,90–3,17	2,77–3,31	2,64–3,45
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$	2,23	2,17–2,30	2,10–2,37	2,03–2,43
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$	5,51	5,17–5,67 $\oplus$ 5,31–6,10	4,60–5,82	4,39–5,96
δ/π	1,52	1,37–1,65	1,23–1,78	1,09–1,90

ключаемых космологией, m_β в значительной степени зависит от предположения относительно того, является ли спектр нормальным или обращённым.

Если нейтрино являются майорановскими частицами, то эффективная майорановская масса

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{k=1}^3 U_{ek}^2 m_k \right| = \left| c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + \exp(2i\alpha_{21}) c_{13}^2 s_{12}^2 m_2 + \exp(2i\alpha_{31}) s_{13}^2 m_3 \right|, \quad (10)$$

измеряемая в экспериментах по $0\nu\beta\beta$ -распаду, может быть использована для получения заключений относительно абсолютной шкалы масс нейтрино. На рисунке 2 величина $m_{\beta\beta}$ представлена как функция наименьшего собственного состояния m_0 . Показаны результаты как для обращённого, так и для нормального спектра масс нейтрино. Из графика следует, что в случае обращённой иерархии величина $m_{\beta\beta}$ лежит в диапазоне от десятков мэВ и выше. В противном случае предпочтительное значение $m_{\beta\beta}$ составляет несколько мэВ, но может быть сильно подавлено для значений m_0 в диапазоне $2 \leq m_{\beta\beta} \leq 6$ мэВ.

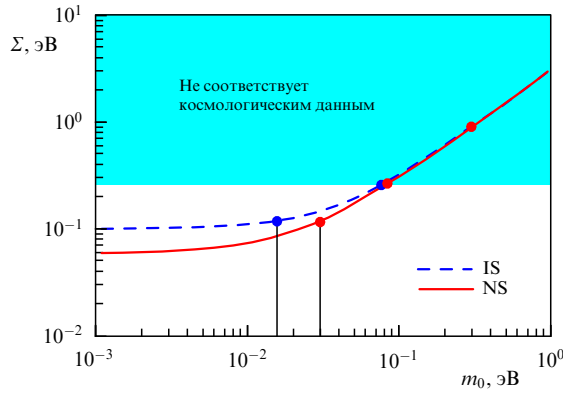


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Сумма масс нейтрино Σ , определяемая в космологических наблюдениях, в зависимости от массы самого лёгкого собственного состояния m_0 . Результаты представлены для обращённого (IS, $m_0 = m_3$) и нормального (NS, $m_0 = m_1$) спектра масс нейтрино. Используются результаты наилучшей глобальной подгонки параметров нейтринных осцилляций (см. табл. 1). Космологическое ограничение, соответствующее $\Sigma < 0,26$ эВ, показано бирюзовым цветом. Предельные значения для NS, IS и астрофизических наблюдений, равные 0,12 эВ, 0,26 эВ [37] и 0,9 эВ [38], показаны соответственно красными и синими точками.

Поиск масштаба нейтринных масс дополняется верхними пределами из космологии. Космологические наблюдения могут наложить дополнительные ограничения на свойства нейтрино через более строгие границы для суммы масс нейтрино

$$\Sigma = \sum_{k=1}^3 m_k \quad (11)$$

и эффективное число типов нейтрино N_{eff} . Прогресс в области прецизионной космологии привёл к решительному улучшению ограничений на массы нейтрино. Коллаборация проекта "Планк" получила надёжную верхнюю границу, используя данные для одного лишь спектра реликтового излучения: $\Sigma < 0,26$ эВ (на уровне достоверности 95 %), которая может быть дополнительно улучшена до $\Sigma < 0,12$ эВ (на уровне достоверности 95 %) при включении данных по линзированию и барионным акустическим осцилляциям [37]. Из данных спутника "Планк" следует также, что $N_{\text{eff}} = 2,99 \pm 0,17$ в согласии с предсказанием Стандартной модели. Следует отметить, что в случае нейтрино, которые могут распадаться, величина Σ на уровне 0,9 эВ всё ещё допускается данными [38]. На рисунке 3 показана зависимость Σ от массы наинизшего собственного состояния m_0 . Из этой диаграммы видно, что космологические измерения близки к тому, чтобы исключить вариант с обращённым спектром масс нейтрино.

2.2.1. Влияние ядерной среды на величину $m_{\beta\beta}$. В последнее время изучается возможное влияние ядерной среды на распад $0\nu\beta\beta$ [40]. Возникло предположение о том, что смешивание и массы нейтрино в ядре могут существенно отличаться от соответствующих величин в вакууме в случае существования экзотических частиц, предпочтительно скалярных, которые взаимодействуют с нейтрино. Влияние ядерной материи на вероятность распада $0\nu\beta\beta$ может быть рассчитано в приближении среднего поля [40].

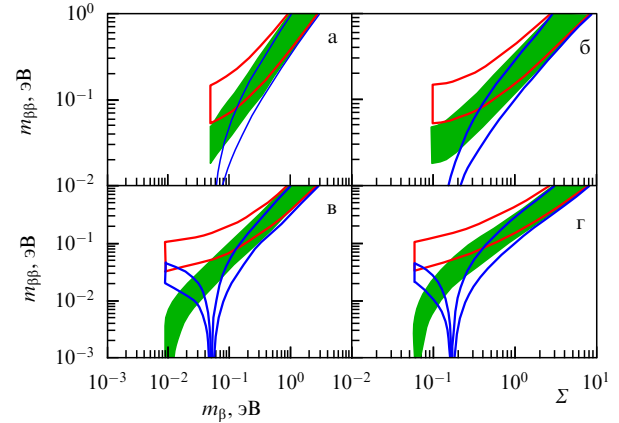


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Допустимые диапазоны значений эффективной майорановской массы $m_{\beta\beta}$ в зависимости от эффективной массы электронного нейтрино m_{β} (а, в) и суммы масс нейтрино Σ (б, г). Рисунки а, б и в, г соответствуют случаям обращённого и нормального спектра масс нейтрино. Полосы в сегментах, ограниченные зелёными, красными и голубыми линиями, относятся соответственно к значениям $\langle \bar{q}q \rangle g = 0$ (вакуум), 0,1 и $-0,05$ эВ.

Эффективный четырёхфермионный нейтрино-кварковый лагранжиан с несохранением лептонного числа, построенный из операторов низшей размерности, может быть представлен в виде

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{\Lambda_{\text{LNV}}^2} \sum_{i,j,q} \left(g_{ij}^q \bar{\nu}_L^i \nu_L^j \bar{q} q + \text{H.c.} \right), \quad (12)$$

где поля ν_L^i — активные нейтринные левые состояния с определённым ароматом, а g_{ij}^q — безразмерные константы их взаимодействия со скалярными кварковыми токами с $i, j = e, \mu, \tau$.

Для простоты мы рассматриваем скалярное взаимодействие, такое, что $2\hat{g}_{ij}/\Lambda_{\text{LNV}}^2 = \delta_{ij}g$, где $\hat{g} = U^\dagger g U$. В этом случае эффективная майорановская масса равна

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 (U_{ei})^2 \xi_i |m_i - \langle \bar{q}q \rangle g| \right|. \quad (13)$$

Майорановский фазовый множитель ξ_i приведён в [40].

При сделанных упрощениях величина $m_{\beta\beta}$ в ядерной среде отличается от вакуумного значения присутствием неизвестного параметра g . Неизвестные фазы в уравнении (13) варьируются в интервале $[0, 2\pi]$. На рисунке 4 показана зависимость $m_{\beta\beta}$ от непосредственно наблюдаемых параметров, а именно m_{β} и Σ . Значения для наилучшей подгонки вакуумных углов смешивания и разностей квадратов масс нейтрино взяты из работы [36]. Зелёные, красные и голубые полосы в верхней и нижней секциях графика соответствуют значениям $\langle \bar{q}q \rangle g = 0$ (вакуум), 0,1 и $-0,05$ эВ соответственно. Видно, что значения $m_{\beta\beta}$ в среде ($g \neq 0$) значительно отличаются от вакуумных ($g = 0$). Если в будущем при постепенном улучшении пределов на m_{β} и Σ возникнет противоречие с возможными наблюдениями распада $0\nu\beta\beta$, представляемыми значением $m_{\beta\beta}$ в вакууме, то введение новой физики станет необходимым. Возможным объяснением могло бы быть формирование массы майорановских нейтрино в среде в результате нестандартных взаимодействий нейтрино с ядерной материей распадающегося ядра.

2.3. Сценарии нейтринного смешивания со стерильными нейтрино

Ряд теорий за пределами СМ предсказывают существование новых типов нейтрино, так называемых стерильных нейтрино, которые обязаны своим названием тому факту, что они не принимают участие ни в одном взаимодействии СМ. Примером таких стерильных нейтрино являются правые партнёры известных чисто левых нейтрино. Хотя известно, что число активных нейтрино равно трём (ν_e, ν_μ, ν_τ), неизвестно, сколько массовых состояний содержится в этих состояниях с заданным ароматом.

Массовая матрица нейтрино Дирака–Майораны наиболее общего вида $(3+n) \times (3+n)$ в базе из трёх активных левых ($\nu'_{eL}, \nu'_{\mu L}, \nu'_{\tau L}$) и n стерильных правых ($N'_{1R}, \dots, N'_{nR}$) нейтринных состояний принимает форму

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{D+M} &= -\frac{1}{2} \left(\overline{\nu'_L}^C \quad \overline{N'_R} \right) \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu'_L \\ N'_R \end{pmatrix} + \text{H.c.} = \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_i \bar{\nu}_i \nu_i + \sum_{k=1}^n M_k \bar{N}_k N_k. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $M_{L,R}$ и M_D — соответственно майорановский и дираковский массовый член. Массовая матрица приводится к диагональному виду с помощью унитарной матрицы

$$U = \begin{pmatrix} U & S \\ T & V \end{pmatrix}, \quad (15)$$

являющейся обобщением матрицы PMNS. После диагонализации получаются три лёгких нейтрино (с массами m_1, m_2 и m_3) и единственного тяжёлого нейтрино с неизвестной массой $M_1 = m_h$ в диапазоне от электронвольт до масштаба энергий Теорий Великого объединения (GUT). При наличии единственного стерильного нейтрино матрица смешивания нейтрино $U(4 \times 4)$ принимает вид

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu 4} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau 4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} = R_{34} \tilde{R}_{24} \tilde{R}_{14} R_{23} \tilde{R}_{13} R_{12} P. \quad (16)$$

Она зависит от шести углов смешивания ($\theta_{14}, \theta_{24}, \theta_{34}, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) и трёх дираковских ($\delta_{24}, \delta_{14}, \delta_{13}$) и трёх майорановских ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$) фаз CP-нарушения, которые входят в диагональную P -матрицу $P = \text{diag}(\exp(i\alpha_1), \exp(i\alpha_2), \exp[i(\alpha_3 + \delta_{13})], \exp(i\delta_{14}))$.

Феноменология четвёртого нейтрино зависит от гипотетического значения его массы. Основной целью нынешних экспериментальных усилий являются стерильные нейтрино с массой порядка эВ [41], которые могут устранить ряд аномалий, обнаруженных в экспериментах по осцилляции нейтрино. Наблюдения коллабораций LSND [42], MiniBooNE [43] и Neutrino-4 [44] согласуются с существованием нестандартного нейтрино, которое не

взаимодействует слабым образом. Кроме того, экспериментальные группы GALLEX [45] и SAGE [46] сообщают о дефиците нейтрино от распадов ^{37}Ar и ^{51}Cr с захватом электрона — так называемой галлиевой аномалии. Повторный анализ данных по антинейтрино, испускаемым из ядерных реакторов, выявил серьёзное расхождение между измеренными и ожидаемыми потоками на расстояниях ≤ 100 м — реакторную антинейтринную аномалию [47].

Тяжёлое нейтрино с массой порядка кэВ является реальным кандидатом на роль тёплой тёмной материи, если оно является достаточно долгоживущим, чтобы просуществовать до настоящего времени, с периодом полураспада, превышающим возраст Вселенной. Самые строгие экспериментальные ограничения на существование тёмной материи из стерильных нейтрино с массой порядка кэВ следуют в настоящее время из астрофизических наблюдений с использованием телескопов, осуществляющих поиск моноэнергетических рентгеновских лучей, возникающих при распаде реликтовых стерильных нейтрино. Эти измерения накладывают ограничения на амплитуду смешивания активных и стерильных нейтрино $|U_{e4}|^2 < 10^{-6} - 10^{-10}$ в диапазоне масс 1–50 кэВ [48, 49].

Крайне тяжёлые, обычно с массой $\mathcal{O}(10^{14}$ ГэВ), стерильные нейтрино дают естественное объяснение малости масс активных нейтрино через механизм качелей и могут пролить свет на возникновение асимметрии вещества и антивещества во Вселенной в результате лептогенеза.

2.3.2. Сценарий качелей с тремя стерильными нейтрино. В моделях с лево-правой симметрией $n = 3$. Малость m_i гарантируется в них условием качелей-I $M_R \gg M_D$. Как хорошо известно, это условие приводит к возникновению крайне тяжёлых состояний N_k с массами $M_k \gg 1$ ТэВ, наблюдение которых находится за пределами экспериментальных возможностей. Унитарная 6×6 -матрица смешивания нейтрино [50] состоит из блочных матриц 3×3 в пространстве ароматов U, S, T, V и полностью параметризуется 15 углами — 10 дираковскими ($\delta_{46}, \delta_{36}, \delta_{35}, \delta_{26}, \delta_{25}, \delta_{24}, \delta_{16}, \delta_{15}, \delta_{14}$ и δ_{13}) и 5 майорановскими ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ и α_5) углами нарушения CP-инвариантности:

$$U = R_{56} \tilde{R}_{46} R_{45} \tilde{R}_{36} \tilde{R}_{35} R_{34} \times \\ \times \tilde{R}_{26} \tilde{R}_{25} \tilde{R}_{24} R_{23} \tilde{R}_{16} \tilde{R}_{15} \tilde{R}_{14} \tilde{R}_{13} R_{12} P, \quad (17)$$

где

$$P = \text{diag}(\exp(i\alpha_1), \exp(i\alpha_2), \exp[i(\alpha_3 + \delta_{13})], \\ \exp[i(\alpha_4 + \delta_{14})], \exp[i(\alpha_5 + \delta_{15})], \exp(i\delta_{16})).$$

Разумеется, без введения предположений практически невозможно извлечь феноменологическую информацию об углах, присутствующих в формуле.

Если для простоты предположить универсальность смешивания по ароматам между секторами активных и стерильных нейтрино и использовать унитарность матрицы смешивания по механизму качелей U , то её можно представить в виде [51]

$$U = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta^2}} \begin{pmatrix} U & \zeta \mathbf{1} \\ -\zeta \mathbf{1} & U^\dagger \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Здесь $\zeta = m_D/m_{\text{LNV}}$, где m_D — типичный масштаб масс заряженных лептонов, а m_{LNV} — масштаб LNV порядка майорановской массы M_i тяжёлых нейтрино. Малое нарушение унитарности матрицы U находится за пределами современной точности феноменологического

$$U^\dagger = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} \exp(-i\alpha_1) & [-s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23} \exp(-i\delta)] \exp(-i\alpha_1) & [s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23} \exp(-i\delta)] \exp(-i\alpha_1) \\ s_{12} c_{13} \exp(-i\alpha_2) & [c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} \exp(-i\delta)] \exp(-i\alpha_2) & [-c_{12} s_{23} - s_{12} s_{13} c_{23} \exp(-i\delta)] \exp(-i\alpha_2) \\ s_{13} \exp(i\delta) & c_{13} s_{23} & c_{13} c_{23} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Элементы массовой матрицы Дирака–Майораны 6×6 можно вычислить следующим образом:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D^\dagger & M_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & \zeta 1 \\ -\zeta 1 & U^\dagger \end{pmatrix}^* \begin{pmatrix} m & 0 \\ 0 & M \end{pmatrix}^* \begin{pmatrix} U & \zeta 1 \\ -\zeta 1 & U^\dagger \end{pmatrix}^\dagger. \quad (20)$$

Здесь m и M обозначают диагональные 3×3 массовые матрицы $m = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ и $M = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$ соответственно; предполагается, что $1/(1 - \zeta^2)^{1/2} \simeq 1$. Явный вид элементов матрицы $\mathcal{M}$ приведён в работе [51].

2.3.3. Квазидираковские нейтрино с тремя стерильными нейтрино. Если в массовом члене Дирака–Майораны доминируют дираковские массы, то в результате получаются шесть майорановских нейтринных состояний с попарно квазивыврожденными массами, которые называются квазидираковскими нейтрино [52–56]. Этот сценарий противоположен рассмотренному выше сценарию механизма качелей с тремя лёгкими и тремя тяжёлыми нейтрино.

Собственные значения масс шести квазидираковских нейтрино $m_i^\pm$ можно представить как

$$m_i^\pm = \pm m_i + \epsilon_i. \quad (21)$$

Дираковские массы m_i ($i = 1, 2, 3$) соответствуют значениям, полученным в результате диагонализации дираковской массовой матрицы M_D с помощью биунитарного преобразования (в предположении, что $U^\dagger U = 1 = V^\dagger V$):

$$U^\dagger M_D V \equiv \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix}, \quad (22)$$

а три расщепления по массе ϵ_i являются майорановскими компонентами масс квазидираковских нейтрино.

Унитарная матрица $\mathcal{U}$, которая диагонализует массовую матрицу Дирака–Майораны, может быть представлена в виде [57]

$$\mathcal{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (1 + X^\dagger) U^T & -(1 - X^\dagger) V^\dagger \\ (1 - X) U^T & (1 + X) V^\dagger \end{pmatrix} + \mathcal{O}(X^2), \quad (23)$$

где X — матрица 3×3 общего вида. Каждая из унитарных матриц U и V определяется тремя углами и тремя фазами. Остающиеся девять углов и девять фаз включены в матрицу X , для которой предполагается разложение по теории возмущений. Чисто дираковский случай воспроизводится при $X = 0$.

Эффект малости расщепления масс можно изучать, рассматривая универсальное майорановское расщеп-

ления элементов матрицы PMNS. Таким образом, U отождествляется с матрицей PMNS. Вызывает удивление тот факт, что смешивание в секторе тяжёлых нейтрино определяется матрицей смешивания $U^\dagger$ [51], которая принимает следующую форму:

ление ϵ ($\epsilon_i = \epsilon$) и $X = 0$, что обеспечивает согласие с нынешней феноменологией нейтринных осцилляций. При таком предположении спектр масс нейтрино может быть полностью зафиксирован путём подгонки всех частот осцилляций, задаваемых пятью независимыми разностями квадратов масс. Напомним, что в общем случае с тремя независимыми расщеплениями масс ϵ_i спектр масс нейтрино зависит от шести параметров (m_i и ϵ_i с $i = 1, 2, 3$) и не может быть определён с помощью формализма нейтринных осцилляций, который зависит только от пяти разностей квадратов масс, т.е. одной степени свободы при этом не хватает.

Вероятности осцилляций трёх нейтрино с заданными ароматами (ν_e, ν_μ, ν_τ) можно описать восьмью параметрами, а именно тремя углами (θ_{12}, θ_{13} и θ_{23}) и одной дираковской CP-фазой δ , которая происходит из единственной унитарной матрицы, двумя разностями квадратов масс (Δm_{21}^2 и Δm_{31}^2), массой самого лёгкого нейтрино (m_1 в случае нормального упорядочения и m_3 в случае обращённого упорядочения дираковских нейтринных масс) и малым массовым параметром майорановского нейтрино ϵ . Следует напомнить, что в обычно рассматриваемой схеме смешивания с тремя нейтрино требуется число параметров всего лишь на два меньше (три угла смешивания, одна фаза и две разности квадратов масс).

Формула для вероятности выживания $\bar{\nu}_e$ получена в [57]

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}(\epsilon \neq 0) = 1 - P_1 - 4 c_{13}^4 c_{12}^2 s_{12}^2 F_{21} - 4 s_{13}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 F_{31} + s_{12}^2 F_{32}), \quad (24)$$

где

$$P_1 = c_{13}^4 c_{12}^4 \sin^2 \frac{m_1 \epsilon L}{E} + c_{13}^4 s_{12}^4 \sin^2 \frac{m_2 \epsilon L}{E} + s_{13}^4 \sin^2 \frac{m_3 \epsilon L}{E}, \quad (25)$$

$$F_{ij} = \frac{1}{4} \left(\sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 + 2\epsilon \Delta m_{ij}}{4E} L + \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 - 2\epsilon \Delta m_{ij}}{4E} L + \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 + 2\epsilon \sum m_{ij}}{4E} L + \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 - 2\epsilon \sum m_{ij}}{4E} L \right). \quad (26)$$

Здесь $\Delta m_{ij} = m_i - m_j$, $\sum m_{ij} = m_i + m_j$, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 + m_j^2$, L — длина измерительной базы.

Анализ массы самого лёгкого дираковского нейтрино и параметра ϵ в схеме $3 + 3$ -смешивания квазидираковских нейтрино был произведён с использованием допуска в 1σ и 3σ в измеренной вероятности осцилляций $\bar{\nu}_e$ из реактора. Углы смешивания θ_{12}, θ_{13} и разности квадратов масс Δm_{21}^2 и Δm_{31}^2 считались такими же, как значения, определённые в унитарной схеме смешивания PMNS с тремя нейтрино. Было получено, что крайне малое зна-

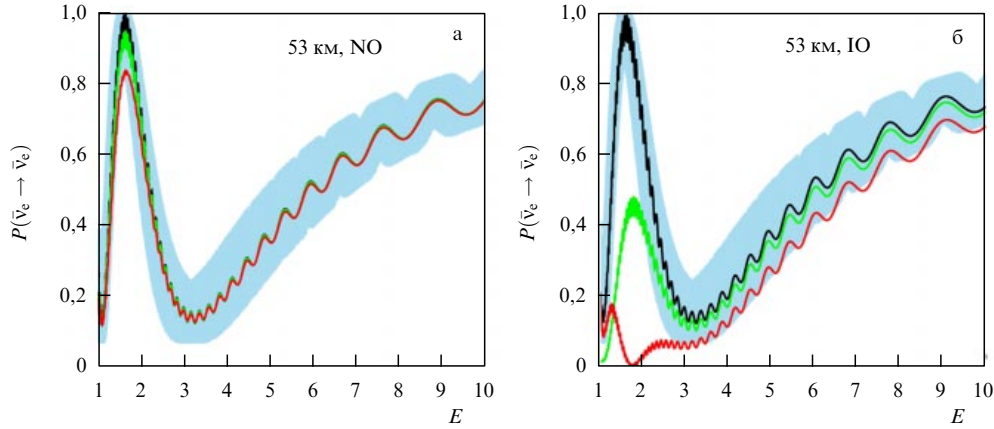


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Вероятность выживания $\bar{\nu}_e$ в зависимости от энергии E для базы измерений длиной 53 км. Графики на рис. а и б соответствуют нормальному (NO) и обращённому (IO) упорядочению масс. Вероятности показаны для трёх случаев: $\epsilon = 0$, смешивание 3ν , $\epsilon = 10^{-4}$ эВ и $\epsilon = 2 \times 10^{-4}$ эВ (соответственно чёрные, зелёные и красные кривые). Самая малая дираковская масса равна 0,01 эВ. Голубые полосы показывают вероятность выживания $\bar{\nu}_e$ при осцилляциях между тремя ароматами нейтрино для параметров осцилляций, заданных с допуском 3σ . Реперные значения параметров осцилляции и их допустимые значения в интервале 3σ , используемые в настоящей работе, приведены в табл. 1.

чение ϵ ниже 1 мэВ не влияет на существующую феноменологию, описывающую, например, эксперимент Дайя Бэй (Daya Bay), но может оказаться весьма существенным для эксперимента JUNO, в котором осцилляции антинейтрино регистрируются на значительно больших расстояниях [57].

На рисунке 5 показана вероятность выживания электронного антинейтрино в зависимости от энергии для измерительной базы длиной 53 км, что соответствует промежуточной измерительной базе эксперимента JUNO по осцилляциям реакторных нейтрино. Полученные результаты представлены (чёрными, зелёными и красными линиями соответственно) для трёх случаев: 1) $\epsilon = 0$, смешивание 3ν ; 2) $\epsilon = 10^{-4}$ эВ и 3) $\epsilon = 2 \times 10^{-4}$. Графики соответствуют нормальному (а) и обращённому (б) упорядочению масс, при котором самой лёгкой дираковской массой является m_1 и m_3 соответственно. Детальный анализ ограничений на ϵ , которые зависят от рассматриваемого значения массы самого лёгкого нейтрино и упорядочения масс нейтрино (нормальное или обращённое), представлен в работе [57].

В рамках рассмотренных упрощений эффективная майорановская масса, измеряемая в экспериментах по распаду $0\nu\beta\beta$,

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 \epsilon \right| = |\epsilon| |c_{12}^2 c_{13}^2 + \exp(2i\alpha_{21}) c_{13}^2 s_{12}^2 + \exp(2i\alpha_{31}) s_{13}^2|, \quad (27)$$

прямо пропорциональна майорановской компоненте нейтринных масс ϵ . Верхний предел для нормального (обращённого) упорядочения нейтринных масс $m_{\beta\beta} < 30$ мэВ ($m_{\beta\beta} < 10$ мэВ) был получен при использовании существующей феноменологии нейтринных осцилляций [57].

Эффективная масса электронного нейтрино для одиночного бета-распада имеет вид

$$m_\beta = \left(\sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 (m_i^2 + \epsilon^2) \right)^{1/2} = \sqrt{m_1^2 c_{12}^2 c_{13}^2 + m_2^2 c_{13}^2 s_{12}^2 + m_3^2 s_{13}^2 + \epsilon^2}. \quad (28)$$

Видно, что для ϵ в диапазоне нескольких мэВ величина m_β в случае шести квазидираковских нейтрино несколько больше, чем в обычном случае трёх дираковских нейтрино.

В рассмотренном упрощённом сценарии величина Σ , измеренная в космологических наблюдениях, не чувствительна к универсальному расщеплению масс ϵ . Получаем

$$\Sigma = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 |\widetilde{\mathcal{M}}_{ii}| = \sum_{i=1}^3 m_i. \quad (29)$$

Множитель $1/2$ отражает квазидираковскую (или дираковскую) природу нейтрино. Только три из шести состояний поддерживаются в равновесии с космологической плазмой ранней Вселенной посредством $V-A$ взаимодействий в СМ.

3. Измерение массы нейтрино в одиночном β -распаде и захвате электрона

Измерение электронного спектра в β -распадах является надёжным способом непосредственного определения масс нейтрино. Начало истории поиска массы нейтрино положила статья Энрико Ферми [58], опубликованная ещё в 1934 г. Он указал, что значение массы нейтрино проявляется в форме спектра β -распада, а именно вблизи его кинематической конечной точки. Уже в 1938 г. А.И. Алиханян, А.И. Алиханов и Б.С. Дзеляпов осуществили первый экспериментальный поиск массы нейтрино путём измерения формы β -спектра ^{210}Bi [59].

3.1. β -распад трития

В наиболее чувствительных экспериментах сверхразрешённый β -распад трития,



используется для поиска эффекта нейтринных масс m_k ($k = 1, 2, 3$) вблизи конечной точки электронного спектра, где $Q - T_e \sim m_k$; $Q = 18,6$ кэВ и T_e являются Q -параметром процесса и кинетической энергией электрона соответственно. Низкое значение Q является важным,

потому что относительное число событий, приходящихся на интервал энергий ΔT_e вблизи конечной точки, пропорционально $(\Delta T_e/Q)^3$. В силу малости периода полураспада, равного 12,3 года, большая скорость отсчётов может достигаться при использовании разумных количеств трития.

Энергетический спектр электронов в β -распаде трития обычно представляется в виде

$$N(E_e) = \frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{G_F^2 V_{ud}^2}{2\pi^3} B_3 F(Z, E_e) p_e E_e (E_0 - E_e) \times \sum_k |U_{ek}|^2 \sqrt{(E_0 - E_e)^2 - m_k^2} \theta(E_0 - E_e - m_k), \quad (31)$$

где B_3 является суммой квадратов матричных элементов Ферми и Гамова–Теллера с весами, равными соответственно квадратам константы векторной g_V и аксиально-векторной g_A связи:

$$B_3 = g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2. \quad (32)$$

В этих формулах G_F — константа Ферми, V_{ud} — элемент матрицы Каббиво–Кобаяши–Маскавы (Cabbibo–Kobayashi–Maskawa, СКМ), p_e , E_e и E_0 — соответственно импульс, энергия и максимальная энергия электрона в конечной точке (в случае нулевой массы нейтрино). $F(Z, E)$ обозначает релятивистский кулоновский фактор.

Недостаток обычного выражения для дифференциальной вероятности распада в уравнении (31) состоит в том, что в нём не учитывается отдача ядра. Релятивистское выражение для максимальной энергии электрона

$$E_e^{\max} = \frac{1}{2M_f} [M_i^2 + m_e^2 - (M_f + m_k)^2] \quad (33)$$

даёт величину, примерно на 3,4 эВ меньшую, чем рассмотренное выше приближение $E_e^{\max} \simeq E_0 = M_i - M_f - m_k$ (M_i , M_f и m_e — соответственно масса атома трития, ${}^3\text{He}^+$ и электрона).

Эффект отдачи ядра был учтён в релятивистском анализе β -распада трития [60], построенном на рассмотрении слабого взаимодействия на основе физики элементарных частиц [61–63]. При этом была использована тождественность спин-изоспиновых характеристик ядра ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) и нейтрона (протона). Дифференциальная вероятность распада была получена в следующей форме [60]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dE_e} = & \frac{1}{2\pi^3} (G_F V_{ud})^2 F(Z, E_e) p_e \times \\ & \times \frac{M_i^2}{m_{12}^2} \sum_k |U_{ek}|^2 \sqrt{y \left(y + 2m_k \frac{M_f}{M_i} \right)} \times \\ & \times \left[(g_V + g_A)^2 y \left(y + m_k \frac{M_f}{M_i} \right) \frac{M_i^2 (E_e^2 - m_e^2)}{3m_{12}^4} \times \right. \\ & \times (g_V + g_A)^2 \left(y + m_k \frac{M_f + m_k}{M_i} \right) \frac{M_i E_e - m_e^2}{m_{12}^2} \times \\ & \times \left(y + M_f \frac{M_f + m_k}{M_i} \right) \frac{M_i^2 - M_i E_e}{m_{12}^2} - \\ & - (g_V^2 - g_A^2) M_f \left(y + m_k \frac{M_f + m_k}{M_i} \right) \frac{M_i E_e - m_e^2}{m_{12}^2} + \\ & \left. + (g_V - g_A)^2 E_e \left(y + m_k \frac{M_f}{M_i} \right) \right] \theta(E_e^{\max} - E_e - m_k), \quad (34) \end{aligned}$$

где $m_{12}^2 = M_i^2 + m_e^2 - 2M_i E_e$, $y = E_e^{\max} - E_e$, $g_V = 1$ и $g_A = 1,247$ [60]. При учёте только доминирующих вкладов и введении параметра масштаба масс M вместо M_i и M_f мы приходим к выражению

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dE_e} \simeq & \frac{1}{2\pi^3} (G_F V_{ud})^2 F(Z, E_e) p_e E_e (g_V^2 + 3g_A^2) \times \\ & \times \sum_k |U_{ek}|^2 \sqrt{y(y + 2m_k)} (y + m_k). \quad (35) \end{aligned}$$

Для релятивистской формы функции Кури (Kurie) получаем

$$K(y, m_k) = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2\pi^3}} \sqrt{g_V^2 + 3g_A^2} \left(\sqrt{y(y + 2m_k)} (y + m_k) \right)^{1/2}. \quad (36)$$

График Кури имеет линейный вид вблизи конечной точки в случае нулевой массы нейтрино ($m_k = 0$). Однако при наличии у нейтрино ненулевой массы график Кури перестаёт быть линейным, при этом степень отклонения от прямой линии зависит от массы нейтрино m_k .

3.1.1. Модель с тремя лёгкими нейтрино ($m_k < 1$ эВ, $k = 1, 2, 3$). Если массы трёх лёгких нейтрино лежат в диапазоне субэлектронвольт и $m_k \ll E_e^{\max} - E_e$, то функция Кури может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} K(y) = & \sum_k |U_{ek}|^2 K(y, m_k) \simeq \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2\pi^3}} \sqrt{g_V^2 + 3g_A^2} \times \\ & \times \left((y + m_\beta) \sqrt{y(y + 2m_\beta)} \right)^{1/2}, \quad (37) \end{aligned}$$

где $y = E_0 - E_e - m_\beta$.

Обычно исходной является молекула T_2 , которая после распада ядра трития превращается в молекулу $T^3\text{He}$. С вероятностью примерно 43 % $T^3\text{He}$ не переходит в основное состояние. В этом случае энергетическое распределение электронов описывается суммой парциальных энергетических распределений, связанных со всеми молекулярными конечными состояниями i :

$$\frac{d\Gamma}{dE_e}(E_e, E_0, m_\beta) = \sum_i P_i \frac{d\Gamma}{dE_e}(E_e, E_0 - \varepsilon_i, m_\beta). \quad (38)$$

Здесь ε_i — энергия возбуждённого состояния (для основного состояния $\varepsilon_0 = 0$), а P_i — его вероятность ($\sum_i P_i = 1$).

Исследования β -распада молекулярного трития стали источником наиболее точных данных о массе нейтрино. В 1940 г. Джефф Ханна (Geoff Hanna) и Бруно Понтекорво с помощью пропорциональной камеры, заполненной тритием, получили экспериментальную оценку массы покоя нейтрино в лаборатории в Чок-Ривер (Канада) [64]. Был установлен предел ~ 1 кэВ на массу нейтрино, который определялся разрешением детектора. В работе Бергквиста и др. [65] этот предел был снижен до $m_\beta < 55 - 60$ эВ. В качестве источника основных систематических ошибок было учтено возбуждение остаточного иона.

Повышение чувствительности измерений, достигнутое за последние 30 лет, связано с изобретением электро-статического спектрометра с адиабатической магнитной коллимацией [66, 67]. Принцип работы спектрометра основывается на адиабатичности движения электриче-

ского заряда в медленно меняющемся магнитном поле. При переходе из области сильного магнитного поля в область слабого поля заряды движутся по магнитным силовым линиям, выстраиваясь по их направлению. При этом существенно, что разрешение спектрометра не зависит от поперечных размеров источника трития.

В экспериментах в Троицке (Россия) [68, 69] и в Майнце (Германия) [70] с использованием молекулярного трития и методики магнитной адиабатической коллимации был установлен наиболее строгий в то время верхний предел на $m_\beta < 2,2$ и $2,3$ эВ (на уровне достоверности 95 %) соответственно; прецизионные измерения формы спектра в β -распаде производились в окрестности его кинематической конечной точки. На основе этих достижений был разработан [39] и поставлен эксперимент KATRIN, основная цель которого состоит в улучшении верхнего предела для m_β с беспрецедентной точностью на уровне субэлектронвольт или определении его значения на основе измерений спектра бета-распада трития вблизи его конечной точки, где масса нейтрино проявляется особенно сильно.

В настоящее время KATRIN является наиболее прецизионным экспериментом по определению массы нейтрино. Детектор представляет собой комбинацию источника газообразного молекулярного трития высокой активности (10^{11} распадов в секунду) и спектрометра высокого разрешения с $\Delta E = 1$ эВ. Электроны от β -распада направляются вдоль силовых линий магнитного поля из беззаконного источника газообразного трития в спектрометр, который действует как магнитный адиабатический коллиматор, и электростатический фильтр [66, 67]. Скорость отсчёта электронов определяется пиксельным детектором в фокальной плоскости, расположенным на выходе из спектрометра KATRIN. Недавние измерения в эксперименте KATRIN дали квадрат эффективной массы нейтрино, равный

$$m_\beta^2 = (-1,0_{-1,1}^{+0,9}) \text{ эВ}^2, \quad (39)$$

с использованием которого была определена верхняя граница для массы электронного нейтрино m_β , составляющая 1,1 эВ (на уровне достоверности 90 %) [71]. Завершение измерений массы нейтрино ожидается в 2025 г.

Ожидается, что два других эксперимента: Project 8 [72] и PTOLEMY [73], находящихся в настоящее время на стадии разработки, позволят прецизионно измерить область конечной точки в электронном спектре β -распада ^3H с чувствительностью к массе нейтрино на уровне субэлектронвольт. Коллаборация Project 8 планирует измерить абсолютный масштаб нейтринных масс с использованием эмиссионной спектроскопии циклотронного излучения в бета-распаде трития. На втором этапе проекта, реализуемом в настоящее время, происходит набор данных по бета-распадам молекулярного трития и их анализ. Основная цель состоит в определении абсолютной массы нейтрино с чувствительностью до 40 мэВ при использовании в качестве источника атомарного трития [74].

3.1.2. Модель 3 + 1 с лёгким стерильным нейтрино в диапазоне электронвольт. Ещё одна цель эксперимента состояла в поиске указаний на возможное существование стерильных нейтринных состояний на основании искаже-

ний, которые они могли внести в электронный спектр трития.

В тритиевом эксперименте "Троицк нью-масс" на основе повторного анализа данных по прямому измерению массы электронного антинейтрино, в который был включён дополнительный 100-эВ интервал спектра при низких энергиях, был осуществлён поиск указаний на существование дополнительного лёгкого стерильного нейтрино в диапазоне масс до 100 эВ. Было установлено, что для масс нейтрино свыше 20 эВ верхний предел на вклад тяжёлых собственных состояний в электронное нейтрино составляет порядка или менее 1 % (на уровне достоверности 95 %) [75]. С другой стороны, из данных эксперимента в Майнце было получено, что вероятность смешивания четвёртого нейтрино с электронным нейтрино близка к нулю, и были наложены ограничения лишь на небольшую область пространства параметров для такого четвёртого массивного нейтринного состояния, приемлемых для объяснения феномена реакторных нейтрино и связанных с ним аномалий [76].

Коллаборация KATRIN недавно сообщила о поиске лёгкого стерильного нейтрино с использованием результатов первого научного сеанса экспериментальной установки в 2019 г. Данные по электронам из β -распада с энергией до 40 эВ ниже конечной точки при отсутствии эффектов, связанных с массой нейтрино, были проанализированы в схеме с тремя активными нейтрино и одним стерильным нейтрино. Никаких существенных сигналов стерильного нейтрино обнаружено не было. Были получены ограничения на массу четвёртого нейтринного состояния $m_4^2 \leq 1000 \text{ эВ}^2$ и границы неприемлемых значений параметра смешивания активного и стерильного нейтрино $|U_{e4}|^2$. Максимальная чувствительность имела место при $m_4 \sim 20 \text{ эВ}$, что позволило поставить ограничение [77],

$$|U_{e4}|^2 \geq 2 \times 10^{-2}. \quad (40)$$

Полученные новые ограничения заменяют собой результаты эксперимента в Майнце для $m_4^2 \leq 1000 \text{ эВ}^2$ и улучшают ограничение, следующее из троицкого эксперимента, для $m_4^2 < 30 \text{ эВ}^2$.

3.1.3. Модель 3 + 1 с лёгким стерильным нейтрино в диапазоне килоэлектронвольт. Четвёртое нейтринное состояние с массой в несколько кэВ является кандидатом на тёплую тёмную материю. Бета-распад трития с конечной точкой $E_0 = 18,6 \text{ кэВ}$ хорошо подходит для поиска нейтрино с массой в диапазоне килоэлектронвольт. Однако для этого требуются разумные количества трития. Обычно применяемая методика основывается на прецизионных измерениях спектра β -распада, представляющего собой суперпозицию спектров, которые соответствуют состояниям с различными массами нейтрино, включая электронное антинейтрино с собственным значением аромата. В силу ничтожно малых разностей масс между собственными состояниями трёх лёгких нейтрино эту суперпозицию невозможно разрешить с использованием существующих экспериментальных методов. Сигнатура кэВ-нейтрино типа излома была бы отличительной чертой в гладком (во всём остальном) спектре β -распада. Положение излома зависит от массы тяжёлого нейтрино m_h , а интенсивность сигнала на широком участке искажения определяется амплитудой

смешивания активного и стерильного нейтрино $\sin^2 \theta$. Итоговый дифференциальный спектр β -распада трития может быть представлен в виде

$$\frac{d\Gamma}{dE} = U_{e4}^2 \frac{d\Gamma}{dE}(m_\beta^2) + (1 - U_{e4}^2) \frac{d\Gamma}{dE}(m_h^2). \quad (41)$$

В эксперименте "Троицк нью-масс" была установлена верхняя граница для амплитуды смешивания активного и стерильного нейтрино U_{e4}^2 в диапазоне масс от 0,1 до 2 кэВ; например, для $m_h = 1$ кэВ был получен предел $U_{e4}^2 < 3 \times 10^{-3}$ [78]. Напротив, в эксперименте по измерению массы нейтрино в Майнце были получены ограничения лишь на малую область пространства параметров для такого четвёртого массивного нейтринного состояния в диапазоне $3 \leq m_h^2 \leq 36400$ эВ² [76]. Ограничения, полученные в лабораторных условиях, на много порядков слабее астрофизических пределов [49, 79, 80].

Для дальнейшего продвижения в этой области требовалось устранение основных источников систематической неопределённости, связанных с системой детектирования. Эта цель была достигнута в детекторе TRISTAN, встроенном в экспериментальную установку KATRIN. Задача проекта TRISTAN состояла в том, чтобы использовать беспрецедентно высокую светимость источника трития в эксперименте KATRIN для прецизионного поиска стерильных нейтрино в кэВ-диапазоне путём усовершенствования экспериментальной установки с использованием мультипиксельных кремниевых дрейфовых детекторов [81, 82]. Детектор TRISTAN сейчас находится в стадии доработки для эксперимента, который будет поставлен после завершения измерения массы нейтрино на установке KATRIN предположительно в 2025 г. Детекторная система TRISTAN должна будет иметь энергетическое разрешение не хуже 300 эВ (полная ширина на половине высоты) при 20 кэВ, низкий энергетический порог детектирования порядка 1 кэВ и работать при больших скоростях отсчёта порядка 10^8 событий в секунду. Проектная цель установки TRISTAN состоит в достижении чувствительности $U_{e4}^2 < 10^{-6}$. Группа TRISTAN в настоящее время разрабатывает систему детектирования. Прототип семипиксельного детектора TRISTAN уже смонтирован в экспериментальной установке "Троицк нью-масс".

3.2. β -распад рения

В β -распаде ^{187}Re



энергия конечной точки (2,47 кэВ) в 7 раз ниже, чем в случае трития, что даёт выигрыш в 350 раз в относительной доле β -спектра в конечной точке спектра, представляющей интерес для эксперимента. Благодаря большой распространённости изотопа (62,8 %) в эксперименте можно использовать природный рений. Недостатками являются очень большой период полураспада ($4,3 \times 10^{10}$ лет) и очень сложная электронная структура. Это можно компенсировать путём использования β -излучателя в криоболометрах, в которых измеряется вся энергия, выделившаяся в поглотителе, за исключением энергии нейтрино.

Спин-чётность ^{187}Re равна $5/2^+$, а дочернего ядра ^{187}Os — $1/2^-$, при этом распад связан с переходом $\Delta J^\pi = 2^-$ в ядре, т.е. классифицируется как уникальный

β -распад первого запрета. Теоретическая форма спектра β -распада ^{187}Re получена в [83]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dE_e} &= \frac{d\Gamma^{p_{3/2}}}{dE_e} + \frac{d\Gamma^{s_{1/2}}}{dE_e} = \\ &= \sum_{k=1}^3 |U_{ek}|^2 \frac{G_F^2 V_{ud}^2}{2\pi^3} B_{\text{Re}} R^2 p_e E_e (E_0 - E_e) \times \\ &\times \frac{1}{3} \left[F_1(Z, E_e) p_e^2 + F_0(Z, E_e) ((E_0 - E_e)^2 - m_k^2) \right] \times \\ &\times \sqrt{(E_0 - E_e)^2 - m_k^2} \theta(E_0 - E_e - m_k). \end{aligned} \quad (43)$$

Здесь $F_0(Z, E)$ и $F_1(Z, E)$ — релятивистские функции Ферми [85]. Явный вид множителя B_{Re} , в который входит квадрат произведения аксиально-векторной константы связи и матричного элемента типа Гамова–Теллера, приведён в [83]. Его значение можно определить по измеренному периоду полураспада.

Ожидается, что испускаемые электрон и нейтрино находятся в состояниях $p_{3/2}$ и $s_{1/2}$ или наоборот. Вероятность распада является суммой парциальных вероятностей распадов, связанных с испусканием $s_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -электронов, которые по-разному зависят от массы нейтрино. Согласно вычислениям, испускание электронов в состоянии $p_{3/2}$ происходит примерно в 10^4 раз чаще, чем испускание электронов в состоянии $s_{1/2}$ [83]. Доминирующий характер испускания $p_{3/2}$ электронов был также подтверждён экспериментально [84]. Полное понимание искажения спектра β -распада является критически важным для экспериментов, нацеленных на прецизионное измерение массы нейтрино.

В предположении $m_k \ll Q - T$ функция Кури имеет вид

$$K(y) \simeq B_{\text{Re}} \left((y + m_\beta) \sqrt{y(y + 2m_\beta)} \right)^{1/2}, \quad (44)$$

где

$$B_{\text{Re}} = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{B_{\text{Re}}}}{\sqrt{2\pi^3}} \sqrt{\frac{R^2 p_e^2}{3} \frac{F_1(Z, E_e)}{F_0(Z, E_e)}} \quad (45)$$

с $y = (E_0 - E_e - m_\beta) \geq 0$. В случае β -распада рения отношение $(p_e^2 F_1(Z, E_e))/F_0(Z, E_e)$ слабо зависит от импульса электрона. Множитель B_{Re} можно с хорошей точностью считать постоянным. При $m_\beta = 0$ график Кури является линейным вблизи конечной точки. Однако если m_β не равно нулю, то график Кури перестаёт быть линейным.

Калориметрические измерения β -распада рения являются дополнением к спектрометрическим исследованиям. Эксперименты MANU в Генуе и MiBeta в Милане, в которых измерялся спектр вблизи конечной точки, дали ограничения на массу $m_\beta < 26$ эВ [86] и $m_\beta < 15$ эВ [87] соответственно.

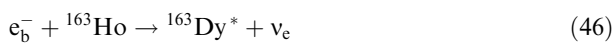
Успех указанных экспериментов с рением побудил специалистов по микрокалориметрии предложить амбициозный проект MARE с использованием массива низкотемпературных калориметров для рения с целью достижения чувствительности к массе нейтрино на уровне 0,2 эВ [88]. Однако, несмотря на былые успехи в исследовании ^{187}Re , реализация проекта остановилась, поскольку обнаружилось, что этот изотоп не полностью совместим с техническими требованиями высокой чувствительности эксперимента по измерению массы нейтрино, в основном в силу низкой удельной активности и относительно малой скорости термализации мате-

риалов, содержащих изотоп ^{187}Re . По этим причинам интерес исследователей переместился на ^{163}Ho .

3.3. Электронный захват в гольмии

Массы нейтрино можно изучать не только в β -распадах, в которых испускается электронное антинейтрино, но и в процессах захвата электронов, в конечном состоянии которых присутствует электронное нейтрино. Для получения максимальной статистики в области, представляющей интерес, предпочтительными являются распады, характеризующиеся малой энергией переходов Q . Наилучшим с этой точки зрения нуклидом является ^{163}Ho благодаря наименьшей энергии среди всех нуклидов, в которых может происходить захват электрона. Эта энергия, которая определяется разностью масс родительского ^{163}Ho и дочернего ^{163}Dy атомов, составляет $Q_{\text{EC}} = 2833 \pm 30^{\text{stat}} \pm 15^{\text{syst}}$ эВ [89].

В электронном захвате в ^{163}Ho



испускается нейтрино, а дочерний атом $^{163}\text{Dy}^*$ находится в атомарном возбужденном состоянии. Изотоп ^{163}Ho может быть имплантирован в хорошо подходящие для этого криоболометры. Верхний конец спектра электромагнитного снятия возбуждения в ^{163}Dy выглядит аналогично спектру β -распада вблизи конечной точки и чувствителен к массе нейтрино.

Калориметрический спектр описывается формулой

$$\frac{d\Gamma}{dE_c} \propto (Q_{\text{EC}} - E_c) \sum_k |U_{ek}|^2 \sqrt{(Q_{\text{EC}} - E_c)^2 - m_k^2} \times \\ \times \sum_f \frac{\gamma_f}{(E_c - E_f)^2 + \gamma_f^2/4} \left| \langle f | \sum_j \Psi_j(R) \hat{e}_j | i \rangle \right|^2. \quad (47)$$

Здесь E_c обозначает энергию, выделившуюся в калориметре. Зависимость от массы нейтрино возникает благодаря фактору фазового пространства перед суммой по всем конечным состояниям в дочернем атоме диспрозия. Величина каждого вклада в калориметрический спектр задаётся шириной γ_f и энергией E_f . Здесь $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — атомарные состояния, соответственно, гольмия (начальное ядро) и диспрозия (конечное ядро), $\hat{e}_j$ — оператор аннигиляции, который удаляет электрон с орбитали $\Psi(x)$ основного состояния гольмия. Орбитальные волновые функции вычисляются при значении радиуса ядра R .

В 1982 г. было представлено первое описание спектра захвата электрона, в котором учитывались только конечные состояния, содержащие единственную дырку в одной из орбиталей кора [90]. В 2014 г. расчётный спектр с тем же набором конечных состояний был усовершенствован за счёт учёта перекрытия и обменных поправок [91]. Поскольку в экспериментальном спектре наблюдались сателлиты [92], расчёт был дополнен учётом двух- [93, 94] и трёхдырочных [95] возбуждений в диспрозии. Было показано, что двухдырочными состояниями нельзя пренебрегать, а трёхдырочные состояния оказывают пренебрежимо малое влияние на форму спектра. Представляют интерес также процессы стряхивания [96], в которых при релаксации атома после электронного захвата электроны испускаются в несвязанное состояние, оставая при этом ионизированный атом. Важный вопрос, на который предстоит найти ответ, состоит в том, в какой степени многодырочные состояния в коре влияют на форму спектральной линии в конечной точке, т.е. вблизи

$Q = 2833$ эВ. Теоретические исследования показали, что, несмотря на наличие множества двухдырочных состояний кора, в области вблизи конечной точки сильные состояния отсутствуют. Однако ни один из расчётов не смог объяснить наблюдаемую сателлитную структуру N1 (4s). Недавно проблема была разрешена расчётами из первых принципов калориметрического спектра захвата электронов путём идентификации его как оже-пика [97].

В настоящее время в стадии планирования находятся три крупных эксперимента по прецизионному калориметрическому измерению спектра электронного захвата ^{163}Ho : ECHo [98], HOLMES [99] и Nu-MECS [100], в которых используются большие массивы детекторов с очень высоким энергетическим разрешением ($\Delta E_{\text{FWHM}} < 3$ эВ). Это позволит набрать число событий, вызванных нейтрино с массой порядка субэлектрон-вольт, достаточное для обнаружения отклонения в спектральной форме в области конечной точки.

4. Безнейтринный двойной бета-распад

Отличительной чертой майорановской природы масс нейтрино является несохранение лептонного числа на две единицы ($|\Delta L| = 2$), что проявляется в возможности безнейтринного двойного бета-распада ($0\nu\beta\beta$) [101, 102]



и иных процессов типа конверсии мюона в позитрон на ядре, редких распадов мезонов, таких как $K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$, переходов нейтрино в антинейтрино и т.п. Однако пока $0\nu\beta\beta$ -распад является наиболее чувствительным лабораторным "зондом" для обнаружения несохранения лептонного числа.

Экспериментальные поиски распада $0\nu\beta\beta$ основываются на обнаружении и точном измерении суммы кинетических энергий двух испускаемых электронов. Поскольку энергия ядра отдачи в этом процессе пренебрежимо мала, сумма кинетических энергий двух лептонов должна равняться значению Q для перехода. Сигнатурой такого распада является монохроматический пик в энергетическом спектре.

Поиски распада $0\nu\beta\beta$ открывают новые рубежи в физике нейтрино. Усилия экспериментаторов концентрируются на изотопах с большим $Q_{\beta\beta}$, поскольку они соответствуют более высокой вероятности распада. Перечень обычно изучаемых изотопов включает ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{136}Xe и ^{150}Nd . Однако прогресс в этой области определяется в основном достижениями в методике детектирования, а не за счёт выбора изотопа [103, 104].

Распад $0\nu\beta\beta$ ещё не наблюдался. В таблице 2 приведены наилучшие современные результаты по поиску распада $0\nu\beta\beta$ для наиболее интересных ядер-кандидатов для этого процесса. В таблице содержатся ограничения на $T_{1/2}^{0\nu-\text{exp}}$ и параметры нарушения лептонного числа $m_{\beta\beta}$ и $\eta_{\nu N}$. Можно видеть, что в лучших экспериментах, таких как KamLAND-Zen [105] и EXO [106] (^{136}Xe), CUORE [107] (^{130}Te), GERDA [108] и Majorana [109] (^{76}Ge), достигнута чувствительность на уровне периода полураспада $\sim 10^{25} - 10^{26}$ лет.

В следующем поколении экспериментов по поиску распада $0\nu\beta\beta$ для повышения чувствительности потребуются увеличение массы источника и дальнейшее снижение фона. Ожидается, что чувствительность вырастет до

Таблица 2. Ограничения сверху на эффективные параметры несохранения лептонного числа $m_{\beta\beta}$ и $\eta_{\nu N}$, следующие из существующих ограничений на период полураспада $T_{1/2}^{0\nu-\text{exp}}$ в процессе $0\nu\beta\beta$ (первая строка). Диапазоны для параметров LNV получены с использованием соответственно наибольшего и наименьшего значений параметра $C_{\nu N}$ для данного изотопа, приведённых в табл. 3. В расчётах используется константа аксиально-векторного взаимодействия g_A без подавления

	^{48}Ca	^{76}Ge	^{82}Se	^{100}Mo	^{116}Cd	^{130}Te	^{136}Xe	^{150}Nd
$T_{1/2}^{0\nu-\text{exp}}$, год	$5,6 \times 10^{22}$	$1,8 \times 10^{26}$	$3,5 \times 10^{24}$	$1,5 \times 10^{24}$	$2,2 \times 10^{23}$	$3,2 \times 10^{25}$	$1,07 \times 10^{26}$	$2,0 \times 10^{22}$
Источник	[110]	[108]	[111]	[112, 113]	[114–116]	[107]	[105]	[117]
$m_{\beta\beta}$, эВ	3,1–10	0,08–0,17	0,32–0,66	0,32–0,53	1,0–1,7	0,10–0,26	0,06–0,16	6,7–14
$\eta_{\nu N} \times 10^6$	6,1–20	0,16–0,35	0,62–1,3	0,62–1,0	1,9–3,3	0,19–0,52	0,12–0,31	3,4–7,4

Таблица 3. Параметр $C_{\nu N}$ в периоде полураспада для процесса $0\nu\beta\beta$ для изотопов, представляющих интерес для эксперимента. Значения ядерных матричных элементов $M_{\nu}^{0\nu}$ вычислены в модели взаимодействующих оболочек (ISM) (группы Страсбург – Мадрид (StMa) [142] и Центральный университет Мичигана (Central Michigan University — CMU) [143]), модели взаимодействующих бозонов (IBM) [144], квазичастичном приближении случайных фаз (QRPA) (группы Тюбинген – Братислава – Калтех (TBC) [145, 146] и Ювяскюля (Ju) [147]), модели Хартри – Фока – Боголюбова с проецированием (projected Hartree – Fock – Bogoliubov — PHFB) [148] и ковариантной теории функционала плотности (Covariant Density Functional Theory — CDFT) [149]. Учитываются двухнуклонные короткодействующие корреляции в моделях Argonne, CD-Bonn и UCOM. Результаты приведены для значения константы аксиально-векторной связи g_A без подавления

Метод	g _A	Короткодействующие корреляции	C _{νN} (10 ⁻¹⁴ год ⁻¹)											
			⁴⁸ Ca	⁷⁶ Ge	⁸² Se	⁹⁶ Zr	¹⁰⁰ Mo	¹¹⁰ Pd	¹¹⁶ Cd	¹²⁴ Sn	¹²⁸ Te	¹³⁰ Te	¹³⁶ Xe	¹⁵⁰ Nd
ISM-StMa	1,25	UCOM	4,38	4,56	17,3					15,1		24,4	17,1	
ISM-CMU	1,27	Argonne CD-Bonn	4,12	6,96	26,8					9,38		11,8	10,0	
			4,98	7,81	30,3					10,8		13,7	11,7	
IBM	1,27	Argonne	19,7	13,4	36,7	42,7	73,5	20,5	41,6	23,9	2,56	50,5	35,2	27,0
QRPA-TBC	1,27	Argonne CD-Bonn	1,88	16,3	56,7	39,5	120	41,4	70,7	15,4	3,17	55,8	18,0	
			2,24	19,0	66,4	46,8	141	48,9	81,6	19,9	3,93	70,4	22,9	
QRPA-Jy	1,26	CD-Bonn		16,5	35,6	51,1	61,0	51,6	76,4	64,0	3,59	57,3	31,1	
PHFB	1,25	Argonne CD-Bonn				40,5	132	59,6			2,18	50,4		23,7
						44,6	143	64,7			2,39	55,0		25,6
CDFT	1,25	Argonne	47,3	22,4	74,0	216	173		128	42,3		88,2	68,0	113

периода полураспада свыше 10^{28} лет. При таком периоде полураспада для получения скорости отсчёта в 1 распад в год потребуются тонны изотопов и прецизионные методики детектирования редких сигналов от испущенных электронов с точным определением их энергии. Мы выступаем в эпоху поиска распада $0\nu\beta\beta$ на масштабах масс источника, измеряемых тоннами [103, 104]. Многие из экспериментов следующего поколения по поиску распада $0\nu\beta\beta$ находятся в стадии подготовки или рассмотрения, в частности, LEGEND (^{76}Ge , технология германиевого детектора) [118], SuperNEMO (^{82}Se , трекинг плюс калориметрия) [119], CUPID (^{100}Mo , сцинтилляционный болометрический эксперимент) [120, 121], AMoRE-II (^{100}Mo , кристаллические сцинтилляторы с использованием методики криогенного детектирования) [122] и SNO+II (^{130}Te , теллур, растворённый в жидком сцинтилляторе) [123], nEXO (^{136}Xe , время-проекционная камера с жидким ксеноном) [124], KamLAND2-ZEN (^{136}Xe , детектор с жидким сцинтиллятором, загруженный ксеноном) [125], NEXT (^{136}Xe , время-проекционная камера высокого давления с газообразным ксеноном) [126], PandaX-III (^{136}Xe , время-проекционная камера высокого давления с ксеноном) [127]. Эти эксперименты будут осуществлены в последующие ~ 5 –15 лет. Следует напомнить, что на установках KamLAND-Zen (^{136}Xe) [105] и CUORE (^{130}Te , болометр) [107] будут производиться первые эксперименты по поиску распада $0\nu\beta\beta$ с источником, масса которой измеряется тоннами. Большинство из этих проектов будет осуществляться поэтапно с последовательным увеличением массы источника.

Возможное наблюдение распада $0\nu\beta\beta$ будет иметь важные последствия, поскольку оно, во-первых, послужит сигналом того, что лептонное число не сохраняется и нейтрино являются майорановскими частицами, во-вторых, станет наилучшей возможностью для определения абсолютного масштаба масс нейтрино на уровне десятков мэВ. Для достижения этих целей необходимо разрешить ряд проблем, связанных с физикой элементарных частиц, физикой ядра и экспериментальной техникой. Физика элементарных частиц является важной составной частью задачи, поскольку она определяет механизмы распада $0\nu\beta\beta$ [128]. Важность ядерной физики связана с извлечением из полученных данных полезной информации. Для этого необходимо решить задачу огромной важности — определить соответствующие ядерные матричные элементы [129].

В настоящем обзоре основное внимание уделяется механизмам формирования масс нейтрино в связи с распадом $0\nu\beta\beta$.

4.1. Механизм формирования масс лёгких нейтрино

Малость масс нейтрино наводит на мысль о том, что они имеют иное происхождение, нежели остальные частицы СМ. Формирование крайне малых масс майорановских нейтрино для трёх наблюдаемых очень лёгких нейтрино по механизму качелей типа I требует огромной майорановской массы правых нейтрино. В этой схеме наряду с очень лёгкими нейтрино возникают очень тяжёлые майорановские состояния с типичной массой $\sim 10^{12}$ ГэВ, и их вкладом в распад $0\nu\beta\beta$ можно с уверенностью прене-

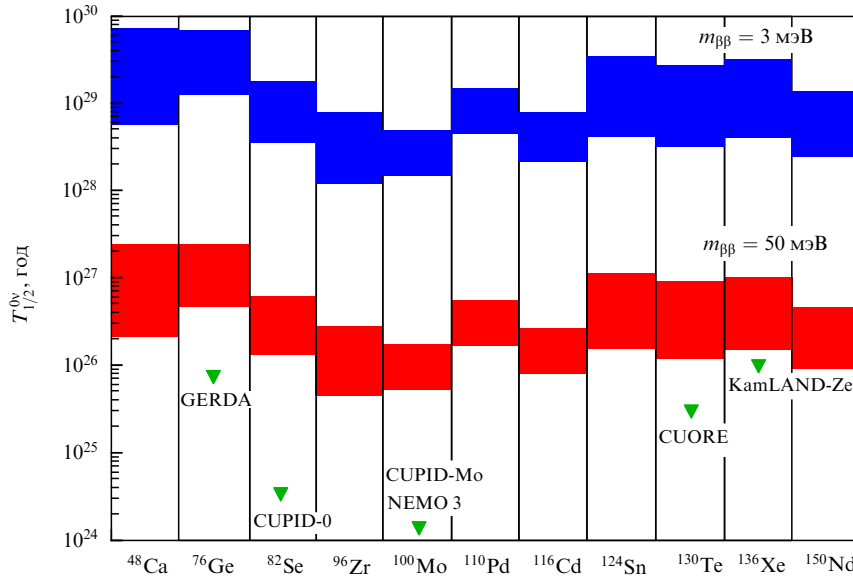


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Периоды полураспада для процесса $0\nu\beta\beta$ в ядрах, представляющих интерес для эксперимента, вычисленные для $m_{\beta\beta} = 3$ мэВ (верхняя синяя полоса) и $m_{\beta\beta} = 50$ мэВ (нижняя красная полоса). Верхняя и нижняя границы этих полос соответствуют наименьшим и наибольшим значениям коэффициента $C_{\nu N}$ в табл. 3, т.е. ширина полосы отражает разброс в вычислениях ядерных матричных элементов для данного изотопа. Имеющиеся экспериментальные ограничения на период полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$ показаны сплошными зелёными треугольниками. Результаты приведены для значения константы аксиально-векторной связи g_A без подавления.

бречь. В данной ситуации обычный механизм нейтринного обмена, порождаемый левыми $V-A$ слабыми токами (разность векторного и аксиально-векторного токов), является доминирующим в распаде $0\nu\beta\beta$. Обратный период полураспада в распаде $0\nu\beta\beta$ можно представить в виде [102]

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = C_{\nu N} \left(\frac{m_{\beta\beta}}{m_e} \right)^2, \quad (49)$$

где

$$C_{\nu N} = G^{0\nu} (g_A^{\text{eff}})^4 |M_v^{0\nu} (g_A^{\text{eff}})|^2. \quad (50)$$

Здесь $G^{0\nu}$, g_A^{eff} и $M_v^{0\nu}$ обозначают соответственно известный фактор фазового пространства [130, 131], эффективную константу аксиально-векторной связи и ядерный матричный элемент (Nuclear Matrix Element — NME) процесса, а m_e — масса электрона.

Конечная цель поиска распада $0\nu\beta\beta$ состоит в определении массы майорановского нейтрино $m_{\beta\beta}$. Для определения величины $m_{\beta\beta}$ на основе данных по ненулевой вероятности распада $0\nu\beta\beta$ необходимо произвести надёжный расчёт $M_v^{0\nu}$ и g_A^{eff} с использованием инструментария теории ядерной структуры. Нынешние наиболее строгие ограничения на эффективную массу майорановских нейтрино $m_{\beta\beta}$ получены из экспериментов с ^{136}Xe , ^{130}Te , ^{76}Ge , ^{100}Mo и ^{82}Se (см. табл. 2). Разброс в значениях $m_{\beta\beta}$ связан с существующей неопределённостью в расчётах NME. Предполагается, что константа аксиально-векторной связи не подавлена ($g_A^{\text{eff}} = g_A = 1,269$).

Как отмечалось в разделе 2.2, величину $m_{\beta\beta}$ можно оценить с помощью параметров нейтринных осцилляций, сделав допущение относительно массы самого лёгкого нейтрино и выбрав тип спектра (нормальный или обращённый) и значения майорановских фаз нарушения СР-инвариантности. Планируется, что в будущих экспериментах будет достигнута чувствительность в опреде-

лении $m_{\beta\beta}$ на уровне нескольких десятков мэВ. Эти значения соотносятся с интервалом обращённой иерархии масс нейтрино ($m_{\beta\beta} = 19-50$ мэВ; см. рис. 2). В том случае, если спектр является нормальным, всё зависит от существующего значения $m_{\beta\beta}$. Если $m_{\beta\beta} = 10-30$ мэВ, то эта масса попадает в область чувствительности экспериментов нового поколения, и распад $0\nu\beta\beta$ может быть зарегистрирован. Если $m_{\beta\beta} = 10$ мэВ, то потребуются эксперименты с 1–10 т $\beta\beta$ -изотопа, что представляется возможным. Если же $m_{\beta\beta} = 1-3$ мэВ, то для экспериментов потребуются 10–100 т изотопа, и в этом случае будет очень трудно достичь требуемой чувствительности. Если величина $m_{\beta\beta}$ составляет менее 3 мэВ, тогда с очевидностью распад $0\nu\beta\beta$ не может быть зарегистрирован в обозримом будущем.

На рисунке 6 времена жизни для распада $0\nu\beta\beta$, полученные для $m_{\beta\beta} = 50$ мэВ (верхняя граница для обращённой иерархии) и 3 мэВ (предельное значение для эксперимента с существующими технологиями в обозримом будущем), показаны для изотопов, представляющих интерес для эксперимента. Диапазон значений отражает разброс в расчётах ядерных матричных элементов для указанных ядер. Расчётные периоды полураспада сравниваются с лучшими экспериментальными ограничениями на эту величину для распада $0\nu\beta\beta$. В случае ^{136}Xe существующее ограничение близко к диапазону, соответствующему обращённой иерархии масс нейтрино.

4.2. Распад $0\nu\beta\beta$ с одним тяжёлым нейтрино

Стерильные правые нейтрино, не участвующие в электрослабых взаимодействиях, являются естественными кандидатами на расширение полевого наполнения СМ.

В случае смешивания между активными и стерильными нейтрино могут возникать нейтринные состояния ν_N с произвольной массой m_N . Собственное состояние по массе нейтрино ν_N , в котором доминирует собственное состояние по слабому взаимодействию стерильного ней-

трино ν_s , содержит некоторую примесь активных типов нейтрино ν_e, μ, τ в виде

$$\nu_N = \sum_{\alpha=s, e, \mu, \tau} U_{N\alpha} \nu_\alpha, \quad (51)$$

что позволяет ν_N участвовать в различных процессах, в частности, в тех, где не сохраняется лептонный аромат и число.

Феноменология стерильных нейтрино с промежуточной массой ν_N в различных процессах LNV активно изучалась в литературе (см., например, недавние обзоры [132–135]), и были получены ограничения в плоскости $|U_{eN}|^2 - m_N$. Было показано что ограничения на $|U_{eN}|^2 - m_N$, следующие из $0\nu\beta\beta$ -распада, являются более жёсткими по сравнению с ограничениями из других процессов LNV, за исключением узкой области в плоскости параметров [133, 136–138].

Вклад майорановского нейтринного состояния N в амплитуду распада $0\nu\beta\beta$ описывается стандартной диаграммой обмена нейтрино между двумя нейтронами, испытывающими β -распад. В предположении доминантности этого механизма LNV период полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$ для перехода в основное состояние конечного ядра имеет вид

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = G^{0\nu}(g_A^{\text{eff}})^4 |U_{eN}^2 m_N|^2 |m_p M^{0\nu}(m_N, g_A^{\text{eff}})|^2. \quad (52)$$

Масса протона обозначена через m_p . Фактор фазового пространства $G^{0\nu}$ затабулирован для различных ядер, испытывающих распад $0\nu\beta\beta$, в работах [130, 131]. В формуле (52) g_A^{eff} обозначает "подавленное" значение константы аксиально-векторной связи. Его смысл будет объяснён ниже. Обсуждаемый ядерный матричный элемент $M^{0\nu}$ даётся формулой

$$M^{0\nu}(m_N, g_A^{\text{eff}}) = \frac{1}{m_p m_e} \frac{R}{2\pi^2 (g_A^{\text{eff}})^2} \times \sum_n \int d^3x d^3y d^3p \exp[i\mathbf{p}(\mathbf{x} - \mathbf{y})] \times \frac{\langle 0_i^+ | J_\mu^\dagger(\mathbf{x}) | n \rangle \langle n | J_\mu^\dagger(\mathbf{y}) | 0_i^+ \rangle}{\sqrt{p^2 + m_N^2} (\sqrt{p^2 + m_N^2} + E_n - (E_i - E_f)/2)}. \quad (53)$$

Здесь R и m_e обозначают соответственно радиус ядра и массу электрона. Основные состояния начального и конечного ядра с энергиями E_i и E_f обозначены соответственно $|0_i^+\rangle$ и $|0_f^+\rangle$. Суммирование проводится по промежуточным ядерным состояниям $|n\rangle$ с энергиями E_n . Зависимость от g_A^{eff} присутствует в $M^{0\nu}$ через слабый одночастичный заряженный ток ядра $J_\mu^\dagger(x)$ [138].

Для двух обычных предельных случаев лёгкого $m_N \ll p_F$ и тяжёлого $m_N \gg p_F$ майорановского нейтрино, участвующего в обмене, где $p_F \sim 200$ МэВ — характерный импульс, переносимый виртуальным нейтрино, имеем

$$M^{0\nu}(m_N \rightarrow 0, g_A^{\text{eff}}) = \frac{1}{m_p m_e} M_v^{0\nu}(g_A^{\text{eff}}), \quad (54)$$

$$M^{0\nu}(m_N \rightarrow \infty, g_A^{\text{eff}}) = \frac{1}{m_N^2} M_N^{0\nu}(g_A^{\text{eff}}). \quad (55)$$

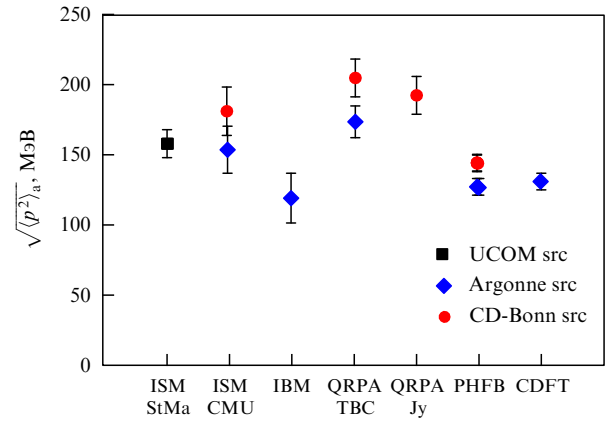


Рис. 7. Среднее значение $\sqrt{\langle p^2 \rangle}_a$ по набору рассмотренных изотопов с дисперсией σ , вычисленное в различных моделях ядерной структуры: модель взаимодействующих оболочек (ISM) (группы Страсбург–Мадрид (StMa) [142] и Центральный университет Мичигана (Central Michigan University — CMU) [143]), модель взаимодействующих бозонов (IBM) [144], квазичастичное приближение случайных фаз (QRPA) (группы Тюбинген–Братислава–Калтех (TBC) [145, 146] и Ювяскюля (Jy) [147]), подход Хартри–Фока–Боголюбова с проецированием (projected Hartree–Fock–Bogoliubov — PHFB) [148] и ковариантная теория функционала плотности (Covariant Density Functional Theory — CDFT) [149]. Двухнуклонные короткодействующие корреляции учитываются в моделях Argonne, CD-Bonn и UCOM. Результаты приведены для значения константы аксиально-векторной связи g_A без подавления. Здесь src (short-range correlations) — короткодействующие корреляции.

Явный вид NME, отвечающих обменам очень лёгкими и очень тяжёлыми нейтрино, приведён в разделе 4.5.

При произвольной массе нейтрино m_N выражение для периода полураспада, приведённое в формуле (52), является крайне неудобным при практическом использовании. К счастью, имеется очень хорошее аналитическое представление с "интерполяционной формулой" [138, 139]

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = C_{vN} \left| U_{eN}^2 \frac{\langle p^2 \rangle}{\langle p^2 \rangle + m_N^2} \frac{m_N}{m_e} \right|^2, \quad (56)$$

где

$$\langle p^2 \rangle = m_p m_e \frac{M_N^{0\nu}(g_A^{\text{eff}})}{M_v^{0\nu}(g_A^{\text{eff}})}, \quad (57)$$

которое интерполирует два предельных случая $m_N \ll p_F$ и $m_N \gg p_F$. Его можно использовать для любого значения m_N [133, 137, 140].

Вид выражения (56) подсказывает интерпретацию $\langle p^2 \rangle$ как среднеквадратичного импульса виртуального нейтрино, распространяющегося между двумя нуклонами, которые испытывают β -распад. В силу этого можно ожидать, что он имеет порядок $\langle p_F^2 \rangle \sim (200 \text{ МэВ})^2$. Значения $\sqrt{\langle p^2 \rangle}$, вычисленные в различных подходах к ядерной структуре для ряда изотопов, вместе с их усреднёнными значениями $\sqrt{\langle p^2 \rangle}_a$ и дисперсией σ приведены в [141]. Было установлено, что $\sqrt{\langle p^2 \rangle}$ заметно зависит от выбора описания ядерной структуры и функции короткодействующих двухнуклонных корреляций. Значения $\sqrt{\langle p^2 \rangle}_a$ для различных вариантов ядерной структуры и типов короткодействующих двухнуклонных корреляций показаны на рис. 7. Удивительным образом во всех рассмот-

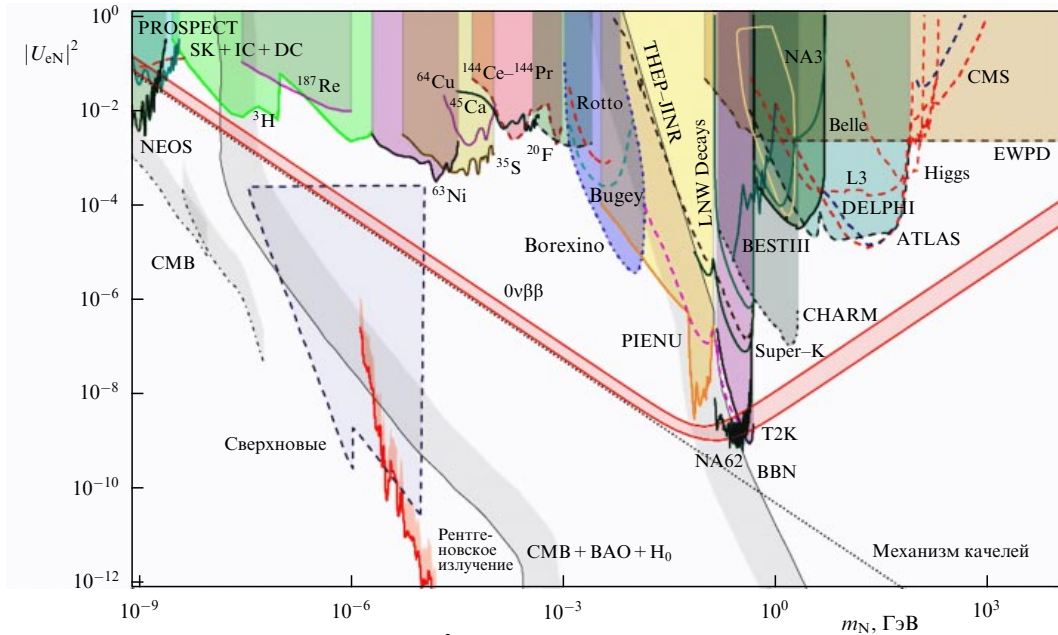


Рис. 8. Области недопустимых значений в плоскости $|U_{eN}|^2 - m_N$ [150]. Для простоты предполагается, что ν_e является единственным активным нейтрино. Затенённые участки показывают области недопустимых значений в соответствии с указанными на них поисками и наблюдениями (см. [151]). Полоса, отмеченная " $0\nu\beta\beta$ ", показывает неопределённость в имеющемся верхнем пределе по поиску тяжёлого майорановского нейтрино ν_N . Диагональная пунктирная линия (механизм качелей) показывает каноническое отношение в модели качелей $|U_{eN}|^2 = m_{\nu_e}/m_N$ для $m_{\nu_e} = 0,05$ эВ.

ренных подходах к структуре ядра дисперсия σ очень мала, т.е. значение $\langle p^2 \rangle$ является практически одинаковым для всех изотопов, представляющих интерес для эксперимента, и может быть заменено усреднённым значением $\langle p^2 \rangle_a$.

Существующие ограничения на интенсивность смешивания активного и стерильного нейтрино $|U_{eN}|^2$ в режиме $1 \text{ эВ} < m_N < 10 \text{ ТэВ}$, полученные из многочисленных экспериментов, сведены на рис. 8 [150]. Эксперименты на ускорителях дают наиболее жёсткие ограничения в диапазоне $1 < m_N < 100 \text{ ГэВ}$. Астрофизические ограничения представляются важными для $m_N \sim 10 \text{ кэВ}$, где тяжёлое нейтрино является кандидатом на горячую тёмную материю. Спектры электронов, испускаемых в β -распадах, позволяют исследовать массы тяжёлых нейтрино в диапазоне $10 \text{ эВ} < m_N < 1 \text{ МэВ}$. Существующие нижние границы для периода полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$ накладывают жёсткие ограничения на $|U_{eN}|^2$ во всём диапазоне m_N , если тяжёлое нейтрино является майорановским фермионом.

4.3. Механизм нейтринных масс

в распаде $0\nu\beta\beta$ в моделях с лево-правой симметрией

Модели с лево-правой симметрией (Left-Right Symmetric — LRS) расширяют калибровочную симметрию SM до группы $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ с дополнительными нейтральным Z' и двумя заряженными векторными бозонами $W_R^\pm$ [152, 153]. Указанная группа симметрии спонтанно нарушается до группы SM на достаточно высоком энергетическом масштабе A_{LR} , что обеспечивает дополнительным калибровочным бозонам Z' , $W_R^\pm$ большие массы $\sim A_{LR}$. После исключения этих тяжёлых частиц путём интегрирования при низких энергиях получается хорошо известный ток-токовый эффективный лагранжиан, в котором присутствуют как левые, так и правые слабые токи.

Часть лагранжиана, которая может вызывать распад $0\nu\beta\beta$, имеет вид

$$\mathcal{L}^\beta = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} [j_L^\rho J_{L\rho}^\dagger + \lambda j_R^\rho J_{R\rho}^\dagger + \text{H.c.}] \quad (58)$$

Здесь $\lambda = M_{W_L}/M_{W_R}$ (M_{W_L} и M_{W_R} — соответственно массы лёгкого и тяжёлого векторного бозона). Параметр λ зависит от исходной модели с большим масштабом масс. Левые ν_{eL} и правые ν_{eR} слабые собственные состояния электронных нейтрино по слабому взаимодействию представляются в виде суперпозиции лёгких и тяжёлых массовых собственных состояний майорановских нейтрино ν_j и N_j следующим образом:

$$\begin{aligned} \nu_{eL} &= \sum_{j=1}^3 (U_{ej}\nu_j + S_{ej}N_j^C), \\ \nu_{eR} &= \sum_{j=1}^3 (T_{ej}^*\nu_j^C + V_{ej}^*N_j). \end{aligned} \quad (59)$$

Блочные матрицы 3×3 в пространстве ароматов U, S, T, V образуют унитарную 6×6 -матрицу смешивания нейтрино, которая приводит к диагональному виду 6×6 -матрицу масс дирака-майорановских нейтрино общего вида в лагранжиане. В моделях LRS малые массы нейтрино естественным образом возникают благодаря механизму качелей, в результате чего получаются три лёгких m_i ($i = 1, 2, 3$) и три тяжёлых M_i ($i = 1, 2, 3$) нейтрино.

При учёте в распаде $0\nu\beta\beta$ только лёгких и тяжёлых майорановских нейтрино обратный период полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$, выраженный с использованием "интерполяционной формулы", принимает вид [154]

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = C_{\nu N} \left(\frac{m_{\beta\beta}^{\nu N}}{m_e} \right)^2, \quad (60)$$

в котором эффективная майорановская масса лёгких и тяжёлых нейтрино $m_{\beta\beta}^{vN}$ описывается выражением

$$(m_{\beta\beta}^{vN})^2 = \left| \sum_{j=1}^3 \left(U_{ej}^2 m_j + S_{ej}^2 \frac{\langle p^2 \rangle}{\langle p^2 \rangle + M_j^2} M_j \right) \right|^2 + \lambda^2 \left| \sum_{j=1}^3 \left(T_{ej}^2 m_j + V_{ej}^2 \frac{\langle p^2 \rangle}{\langle p^2 \rangle + M_j^2} M_j \right) \right|^2. \quad (61)$$

Из уравнений (60) и (61) следует, что доминантность механизмов с лёгким или тяжёлым нейтрино в распаде $0\nu\beta\beta$ не может быть установлена путём наблюдения этого процесса на различных изотопах. Для этого требуется дополнительная информация или допущение относительно масс и смешивания нейтрино.

Если предположить универсальность смешивания между секторами активных и стерильных нейтрино, то матрица смешивания по механизму качелей $\mathcal{U}$ принимает вид [154]

$$\mathcal{U} = \begin{pmatrix} U & S \\ T & V \end{pmatrix} \simeq \frac{1}{\sqrt{1+\zeta^2}} \begin{pmatrix} U & \zeta 1 \\ -\zeta 1 & U^\dagger \end{pmatrix}. \quad (62)$$

Здесь $\zeta \ll 1$ — параметр механизма качелей ($1 + \zeta^2 \simeq 1$). U и $U^\dagger$ — соответственно матрица нейтринного смешивания PMNS и её эрмитово-сопряжённый партнёр.

Для того чтобы сделать заключение о возможной важности механизмов $m_{\beta\beta}$ и $M_{\beta\beta}^R$, предполагается выполнение соотношения качелей $m_i \simeq \zeta^2 M_i$ ($m_i \neq 0$ и $\zeta \ll 1$) для масс лёгких и тяжёлых нейтрино. Если масштаб LNV значительно превосходит $\langle p^2 \rangle_a$, то получаем

$$(m_{\beta\beta}^{vN})^2 = m_{\beta\beta}^2 + (M_{\beta\beta}^R)^2, \quad (63)$$

где

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_j \left(U_{ej}^2 + \frac{\zeta^4 \langle p^2 \rangle_a}{\zeta^4 \langle p^2 \rangle_a + m_j^2} \right) m_j \right|, \quad (64)$$

$$M_{\beta\beta}^R = \frac{\lambda}{\zeta^2} \left| \sum_j \left(\zeta^4 + (U_{ej}^\dagger)^2 \frac{\zeta^4 \langle p^2 \rangle_a}{\zeta^4 \langle p^2 \rangle_a + m_j^2} \right) m_j \right|.$$

Следует отметить, что $m_{\beta\beta}$ ($M_{\beta\beta}^R$) зависит от $\theta_{12}, \theta_{13}, \alpha_1, \alpha_2$ ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta$), $m_{1,2,3}$ и ζ . Эти величины можно оценить, сделав допущения относительно того, является ли спектр нейтринных масс нормальным ($m_1 < m_2 < m_3$) или обращённым ($m_3 < m_1 < m_2$), и считая фазы CP-нарушения произвольными.

Существующее ограничение на массу W_R ($M_{W_R} \geq 2,9$ ТэВ) [155] ставит предел $\lambda \leq 7,7 \times 10^{-4}$. Значение верхнего предела $\lambda = 7,7 \times 10^{-4}$ будет использоваться как базовое значение этого параметра. На рисунке 9 область доминирования механизма $M_{\beta\beta}^R$ над механизмом $m_{\beta\beta}$ в распаде $0\nu\beta\beta$ представлена в плоскости параметров ζ и m_0 (масса самого лёгкого нейтрино). Показаны случаи нормального (а) и обращённого (б) спектра масс нейтрино. Рассматривается предел сверху на период полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$: $T_{1/2}^{0\nu\text{-exp}}(^{136}\text{Xe}) > 1,07 \times 10^{26}$ [105]. Было установлено, что при $m_0 \gtrsim 0,8$ эВ механизм обмена лёгким нейтрино ($m_{\beta\beta}$) доминирует над механизмом, связанным с обменом тяжёлым нейтрино ($M_{\beta\beta}^R$). При более низких значениях m_0 существует область, в которой механизм $M_{\beta\beta}^R$ преобладает, несмотря на его значительное подавление в силу малости параметра λ .

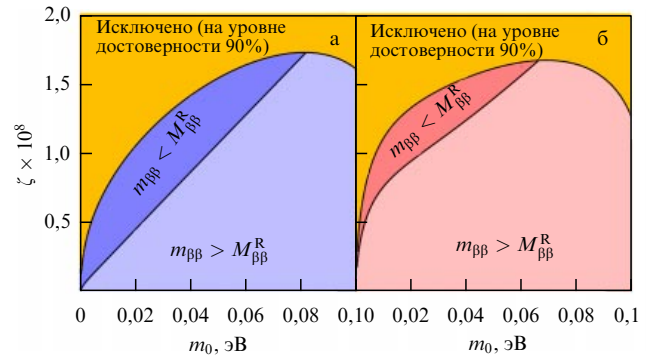


Рис. 9. Область доминирования вклада $M_{\beta\beta}^R$ над вкладом $m_{\beta\beta}$ в $m_{\beta\beta}^{vN}$ для матрицы нейтринного смешивания типа качелей, приведённой в (18), в предположении, что $\zeta^2 \simeq m_i/M_j$. Случаи нормальной и обращённой иерархии масс нейтрино показаны соответственно на рис. а и б. Приведённое ограничение на параметр η_{vN} получено из верхнего предела на период полураспада для процесса $0\nu\beta\beta$ в ^{136}Xe [105] при использовании ядерных матричных элементов, вычисленных в QRPA [145].

4.4. Кварк-конденсатный механизм качелей в распаде $0\nu\beta\beta$

Рассмотрим распад $0\nu\beta\beta$ в контексте оператора размерности 7 $\mathcal{O}_7^u$ в уравнении (3). После EWSB этот оператор генерирует эффективные взаимодействия с $\Delta L = 2$, которые относятся к распаду $0\nu\beta\beta$. Имеем [28]

$$\mathcal{L}_7 = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ee} (\bar{e}_L^C v_L^C \bar{u}_R d_L + \bar{v}_L^C v_L^C \bar{u}_R u_L) + \text{H.c.}, \quad (65)$$

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{g_{\alpha\beta} v / \Lambda^3}{G_F}. \quad (66)$$

Здесь $\varepsilon_{\alpha\beta}$ — сила четырёхфермионного взаимодействия относительно фермиевской константы G_F .

Первый член в (65) в совокупности со слабым взаимодействием заряженных токов в СМ даёт вклад, показанный на рис. 10б, который не зависит от массы нейтрино в пропагаторе в силу условий киральности в вершинах $P_L(m_\nu + \not{q})P_R = \not{q}$. Это служит проявлением того факта, что переход с $\Delta L = 2$ обеспечивается не за счёт m_ν , а исключительно верхней вершиной на рис. 10б. В рассматриваемой модели QCSS второй член в формуле (65) также даёт вклад в распад $0\nu\beta\beta$ через механизм нейтринных масс, показанный рис. 10а. Это происходит в силу нарушения киральной симметрии и формирования кваркового конденсата. Как обсуждалось в предыдущих разделах, этот член является единственным источником массы нейтрино в рассматриваемой модели. Следует отметить, что масса нейтрино генерируется в ядерной

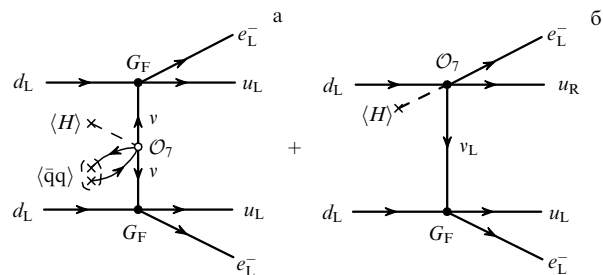


Рис. 10. Вклад эффективных операторов (3) в распад $0\nu\beta\beta$.

среде, где киральный кварковый конденсат $\langle \bar{q}q \rangle_N$ подавлен по сравнению с конденсатом в вакууме $\langle \bar{q}q \rangle$.

Обратный период полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$ может быть представлен в модели QCSS в виде [28]

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = |\varepsilon_{ee}|^2 |1 + a_\nu f_{\text{nme}}|^2 (g_A^{\text{eff}})^2 |M_\epsilon^{0\nu}|^2 G^{0\nu}, \quad (67)$$

где

$$f_{\text{nme}} = g_A^{\text{eff}} \frac{M_\nu^{0\nu}}{M_\epsilon^{0\nu}}. \quad (68)$$

Ядерные матричные элементы M_ν и M_ϵ связаны соответственно с механизмами, показанными на рис. 10а, б. Их явный вид приведён в [28]. Используя предсказание модели QCSS, получаем

$$a_\nu = \frac{m_{\beta\beta}}{\varepsilon_{ee} m_e} = \frac{\langle \bar{q}q \rangle_N}{\sqrt{2} m_e} G_F = -1,83 \times 10^{-4}. \quad (69)$$

Здесь $\langle \bar{q}q \rangle_N$ — величина кваркового конденсата в ядерной среде распадающегося ядра, которая отличается от значения в вакууме $\langle \bar{q}q \rangle$. Для распада $0\nu\beta\beta$ ядра ^{136}Xe в приближении случайных фаз квазичастиц (Quasiparticle Random Phase Approximation — QRPA) $a_\nu f_{\text{nme}} \simeq -2,00 \times 10^{-7}$. Следует напомнить, что вклад в распад $0\nu\beta\beta$ амплитуд диаграмм, показанных на рис. 10, пропорционален соответственно первому и второму членам в прямых скобках в формуле (67). Таким образом, в силу малости $a_\nu f_{\text{nme}}$ диаграмма на рис. 10б явно доминирует.

Из имеющихся наиболее жёстких ограничений сверху на период полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$, полученных для ^{136}Xe в эксперименте KamLAND-Zen ($T_{1/2}^{0\nu-\text{exp}} > 1,07 \times 10^{26}$ лет [105]), следуют верхние границы для параметров LNV:

$$|\varepsilon_{ee}| < 2,49 \times 10^{-10}, \quad |m_{\beta\beta}| < 2,33 \times 10^{-5} \text{ мЭВ}. \quad (70)$$

Следует напомнить, что величина $m_{\beta\beta}$ характеризует в модели QCSS субдоминантный вклад в распад $0\nu\beta\beta$, показанный на рис. 10а, тогда как доминирующий вклад даётся диаграммой на рис. 10б.

Сравнение предела для $m_{\beta\beta}$ в (70) с областью, разрешённой для этого параметра на рис. 2, которая определена с использованием данных по осцилляции нейтрино, позволяет заключить, что модель QCSS предсказывает нормальное упорядочение нейтринных масс и сравнительно узкий интервал для массы самого лёгкого нейтрино [28]:

$$2,65 < m_0 = m_1 < 6,84 \text{ мЭВ}. \quad (71)$$

При использовании диапазона в 1σ для параметров нейтринных осцилляций $\sin^2 \theta_{ij}$ и Δm_{ij}^2 из [156] получаются узкие интервалы для двух остальных масс нейтрино:

$$9,0 < m_2 < 11,2 \text{ мЭВ}, \quad (72)$$

$$49,8 < m_3 < 50,8 \text{ мЭВ}. \quad (73)$$

Ограничения (71)–(73) дают соответствующие диапазоны для космологического параметра нейтрино:

$$61,4 < \Sigma = \sum_i m_i < 68,8 \text{ мЭВ}. \quad (74)$$

Диапазон QCSS для параметра одиночного бета-распада

$$9,0 < m_\beta = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2} < 11,4 \text{ мЭВ} \quad (75)$$

лежит за пределами достижимости нынешних и ближайших экспериментов по бета-распаду трития (см., например, [39, 71]).

4.5. Ядерные матричные элементы распада $0\nu\beta\beta$

Ядерные матричные элементы для распада $0\nu\beta\beta$ следует оценивать, используя методы исследования структуры ядра. Не существует наблюдаемых, которые были бы непосредственно связаны с величиной ядерных матричных элементов в распаде $0\nu\beta\beta$ и могли бы быть использованы для определения их модельно-независимым образом.

Ядерные матричные элементы $M_\nu^{0\nu}$ и $M_N^{0\nu}$, связанные с обменом соответственно лёгкими (порядка субэлектронвольт) и тяжёлыми (порядка ТэВ) нейтрино, состоят из фермиевской, гамов-теллеровской и тензорной части:

$$\begin{aligned} M_{\nu, N}^{0\nu}(g_A^{\text{eff}}) &= -\frac{M_F^{(\nu, N)}}{(g_A^{\text{eff}})^2} + M_{\text{GT}}^{(\nu, N)}(g_A^{\text{eff}}) + M_T^{(\nu, N)}(g_A^{\text{eff}}) = \\ &= \langle 0_1^+ | \sum_{kl} \tau_k^+ \tau_l^+ \left[-\frac{H_F(r_{kl})}{(g_A^{\text{eff}})^2} + H_{\text{GT}}(r_{kl}) \sigma_{kl} - H_T(r_{kl}) S_{kl} \right] | 0_1^+ \rangle, \end{aligned} \quad (76)$$

где

$$\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad r_{12} = |\mathbf{r}_{12}|, \quad \hat{\mathbf{r}}_{12} = \frac{\mathbf{r}_{12}}{r_{12}}, \quad (77)$$

$$\sigma_{12} = \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2, \quad S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \hat{\mathbf{r}}_{12})(\boldsymbol{\sigma}_2 \hat{\mathbf{r}}_{12}) - \sigma_{12}.$$

Здесь $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ — координаты нуклонов, участвующих в бета-распаде.

Радиальные части потенциала обмена нейтрино являются интегралами от передаваемого импульса q :

$$H_K^{(\nu, N)}(r_{12}, E_{J^\pi}^k) = \frac{2}{\pi} R \int_0^\infty f_K(qr_{12}) F^{(\nu, N)}(q^2) h_K(q^2) q^2 dq. \quad (78)$$

Функции $f_{F, \text{GT}}(qr_{12}) = j_0(qr_{12})$ и $f_T(qr_{12}) = -j_2(qr_{12})$ являются сферическими функциями Бесселя. Функции $h_K(q^2)$, которые входят в H_K через интегралы по q , имеют вид

$$h_F(q^2) = g_V^2(q^2), \quad (79)$$

$$\begin{aligned} h_{\text{GT}}(q^2) &= \frac{g_A^2(q^2)}{g_A^2} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2} \right)^2 \right] + \\ &+ \frac{2}{3} \frac{g_M^2(q^2)}{(g_A^{\text{eff}})^2} \frac{q^2}{4m_p^2}, \\ h_T(q^2) &= \frac{g_A^2(q^2)}{g_A^2} \left[\frac{2}{3} \frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2} - \frac{1}{3} \left(\frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2} \right)^2 \right] + \\ &+ \frac{1}{3} \frac{g_M^2(q^2)}{(g_A^{\text{eff}})^2} \frac{q^2}{4m_p^2}. \end{aligned} \quad (80)$$

В формулах (79), (80) была использована гипотеза о частичном сохранении аксиального тока (Partially Conserved Axial Current — PCAC). Конечность размера нуклона учитывается за счёт зависимости фактор-

ров нуклона от импульса. Для формфакторов векторного и аксиального взаимодействия и слабого магнетизма используется обычное дипольное приближение:

$$g_V(q^2) = \frac{g_V}{(1 + q^2/M_V^2)^2},$$

$$g_M(q^2) = (\mu_p - \mu_n)g_V(q^2),$$

$$g_A(q^2) = \frac{g_A^{\text{eff}}}{(1 + q^2/M_A^2)^2},$$
(81)

где $g_V = 1$, $\mu_p - \mu_n = 3,70$. Параметры $M_V = 850$ МэВ и $M_A = 1086$ МэВ следуют из экспериментов по рассеянию электронов и заряженных токов нейтрино.

Различие в расчётах $M_V^{0\nu}(g_A^{\text{eff}})$ и $M_N^{0\nu}(g_A^{\text{eff}})$ проистекает из множителей $F^{(v,N)}(q^2)$. Имеем

$$F^{(v)}(q^2) = \frac{1}{q(q + E)}, \quad F^{(v,N)}(q^2) = \frac{1}{m_e m_p}. \quad (82)$$

Здесь $\bar{E}$ — средняя энергия виртуальных промежуточных ядерных состояний в приближении полноты (closure approximation).

Значительный прогресс в оценке матричных элементов $M_V^{0\nu}$ и $M_N^{0\nu}$ для распада $0\nu\beta\beta$ был достигнут в последнее десятилетие [129]. Несмотря на это, расчёты $M_V^{0\nu}$, произведённые с использованием различных ядерных моделей, отличаются друг от друга в 2–3 раза. Если NME рассчитывались ранее в основном в приближении случайных фаз квазичастиц (QRPA) и модели взаимодействующих оболочек (Interacting Shell Model — ISM), то сейчас имеются также результаты в модели взаимодействующих бозонов (Interacting Boson Model — IBM) и различных вариантах теории функционала плотности энергии (Energy Density Functional — EDF). Считается общепризнанным, что недостатком всех этих моделей является пренебрежение некоторыми существенными физическими аспектами, своими в каждом конкретном случае. В настоящее время затруднительно или вообще невозможно связать соответствующие неопределённости с получающимися NME. Конкретными проблемами этих методов, основанных на моделях ядра, которые сейчас широко обсуждаются, являются роль корреляций в основном состоянии, деформация ядра, размер модельного пространства или восстановление SU(4) спин-изоспиновой симметрии [157, 158]. Разрабатываются подходы с "контролируемой погрешностью", такие как модель оболочек без кора, метод связанных кластеров или метод Монте-Карло с функцией Грина. Однако в настоящее время они применимы только к лёгким ядерным системам, а не к сравнительно тяжёлым ядрам, являющимся кандидатами для распада $0\nu\beta\beta$.

На рисунке 11 показаны $M_V^{0\nu}$ и $M_N^{0\nu}$, рассчитанные с использованием различных методов описания ядерной структуры. Следует отметить, что результаты ISM существенно меньше аналогичных результатов, полученных в различных подходах на основании приближения среднего поля (PHFB, EDF, NREDF и REDF). Важность относительной деформации начального и конечного ядра при оценке NME проявляется в различии результатов QRPA для сферических и деформированных ядер.

Предполагается, что проблема надёжного расчёта NME для распада $0\nu\beta\beta$ может быть разрешена с помощью вспомогательных экспериментов по изучению ядерной структуры. Примером такого исследования яв-

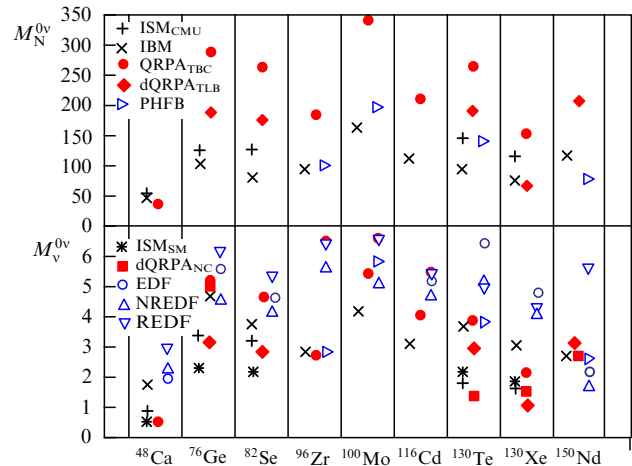


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Ядерные матричные элементы $M_V^{0\nu}$ и $M_N^{0\nu}$ для кандидатов в распад $0\nu\beta\beta$, вычисленные в различных подходах: 1) модель взаимодействующих оболочек (группы Страсбург–Мадрид (ISM_{SM}, [142]) и Центральный университет Мичигана (ISM_{CMU}, [143])) и модель взаимодействующих бозонов (IBM, [144]) показаны чёрным; 2) квазичастичное приближение случайных фаз для сферических (группа Тюбинген–Братислава–Калтех (QRPA_{ТВС}, [145]) и деформированных (группы Тюбинген–Ланджоу–Братислава (dQRPA_{TLB}, [159]) и Северная Каролина (dQRPA_{NC}, [160])) ядер, показаны красным; 3) модель Хартри–Фока–Боголюбова с протектированием (PHFB, [161]), методы нерелятивистского функционала плотности энергии (EDF, [162]) и (NREDF, [163]) и релятивистского EDF (REDF, [164]) показаны синим. В расчётах ISM_{CMU}, IBM, QRPA_{ТВС}, dQRPA_{TLB} и PHFB [161] использовалась модель Argonne для двухнуклонных короткодействующих корреляций (src). Результаты ISM_{SM} получены с короткодействующими корреляциями в модели Jastrow. В оценках NME в моделях dQRPA_{NC}, EDF, NREDF и REDF короткодействующие корреляции не учитывались. В расчётах использовалась константа аксиально-векторного взаимодействия g_A без подавления и $R = 1,2$ фм $A^{1/3}$.

ляются реакции двойной перезарядки тяжёлых ионов (с $\Delta T = 2$), в частности, переходы между основными состояниями, изучаемые в эксперименте LNC в Катании (эксперимент NUMEN [165, 166]). Эта и аналогичные низкоэнергетические реакции двойной перезарядки пионов потенциально связаны с NME для распада $0\nu\beta\beta$. Однако эта связь требует дополнительного теоретического изучения [167].

4.6. Связь между ядерными матричными элементами для распадов $0\nu\beta\beta$ и $2\nu\beta\beta$

Для любого механизма, ответственного за распад, матричный элемент $M^{0\nu}$ состоит из трёх частей: фермиевской (F), гамов-теллеровской (GT) и тензорной (T):

$$M^{0\nu} = M_{\text{GT}}^{0\nu} - \frac{M_{\text{F}}^{0\nu}}{(g_A^{\text{eff}})^2} + M_{\text{T}}^{0\nu}. \quad (83)$$

При использовании приближения полноты получаем

$$\left\{ \begin{matrix} M_{\text{F}}^{0\nu} \\ M_{\text{GT}}^{0\nu} \\ M_{\text{T}}^{0\nu} \end{matrix} \right\} = \langle f | \sum_{j,k} \tau_j^+ \tau_k^+ \left\{ \begin{matrix} P_{\text{F}}(r_{jk}) \\ P_{\text{GT}}(r_{jk}) \sigma_{jk} \\ P_{\text{T}}(r_{jk}) S_{jk} \end{matrix} \right\} | i \rangle, \quad (84)$$

где

$$\sigma_{jk} = \sigma_j \sigma_k, \quad S_{ij} = 3(\sigma_j \hat{r}_{jk})(\sigma_k \hat{r}_{jk}) - \sigma_j \sigma_k. \quad (85)$$

Здесь $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — волновые функции основного состояния исходного и конечного ядер. Функции $P_{GT}(r_{jk})$, $P_F(r_{jk})$ и $P_T(r_{jk})$ — потенциалы, которые зависят от относительного расстояния r_{jk} между двумя нуклонами. Суммирование производится по всем нуклонам в ядре.

Для механизмов масс лёгких и тяжёлых нейтрино безразмерный нейтринный потенциал для частей $K = GT, F$ и T имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} P_K^V(r_{jk}) \\ P_K^N(r_{jk}) \end{array} \right\} = f_{src}^2(r_{jk}) \times \times \frac{2}{\pi g_A^2} R \int_0^\infty f_K(qr_{jk}) h_K(q^2) \left(\frac{1}{q(q + E_{av})} \right) \left(\frac{1}{m_e m_p} \right) q^2 dq. \quad (86)$$

Здесь R — радиус ядра, введенный для обезразмеривания потенциала. Функции $f_{F,GT}(qr_{jk}) = j_0(qr_{jk})$ и $f_T(qr_{jk}) = -j_2(qr_{jk})$ являются сферическими функциями Бесселя. Функции $h_K(q^2)$ определены в [157]. Потенциал обмена лёгким нейтрино довольно слабо зависит от средней энергии ядерного возбуждения E_{av} . Функция $f_{src}(r_{jk})$ представляет эффект короткодействующих двухнуклонных корреляций [168].

Более глубокое понимание структуры матричных элементов даёт изучение их зависимости от расстояния r между двумя нейтронами, которые в результате распада превращаются в два протона. Для этого введём функцию $C_{GT}^{0v-v,N}(r)$ (и аналогичные функции для M_F и M_T) в виде

$$C_{GT}^{0v-v,N}(r) = \langle f | \sum_{j,k} \tau_j^+ \tau_k^+ \sigma_j \sigma_k \delta(r - r_{jk}) P_{GT}^{v,N}(r_{jk}) | i \rangle, \quad \text{т.е.} \quad M_{GT}^{0v-v,N} = \int_0^\infty C_{GT}^{0v-v,N}(r) dr. \quad (87)$$

Другими словами, при знании $C_{GT}^{0v-v,N}(r)$ оценка $M_{GT}^{0v-v,N}$ становится тривиальной задачей. Отметим, что функция $C(r)$ была впервые введена в [157].

Из способа построения функции $C_{GT}^{0v-v,N}(r)$ незамедлительно следует, что

$$C_{GT}^{0v-v,N}(r) = P_{GT}^{v,N}(r) C_{GTcl}^{2v}(r), \quad (88)$$

$$C_{GTcl}^{2v}(r) = \langle f | \sum_{j,k} \tau_j^+ \tau_k^+ \sigma_j \sigma_k \delta(r - r_{jk}) | i \rangle,$$

как это уже отмечалось в [169]. Функция $C_{GTcl}^{2v}(r)$ даёт матричный элемент M_{GTcl}^{2v} двухнейтринного двойного бета-распада в приближении полноты после интегрирования по r . Из формулы (88) следует, что если функция $C_{GTcl}^{2v}(r)$ известна, то можно легко построить $C_{GT}^{0v-v,N}(r)$ и, следовательно, матричный элемент $M_{GT}^{0v-v,N}$ распада $0\nu\beta\beta$. Аналогичную процедуру можно, разумеется, произвести также для $M_F^{0v-v,N}$ и $M_T^{0v-v,N}$. Однако уравнение (88) имеет более общий характер. Знание $C_{GTcl}^{2v}(r)$ даёт возможность определить соответствующий матричный элемент для любого нейтринного потенциала $P_{GT}^{0v}(r)$, что, без сомнения, представляет значительное упрощение для практики. Более глубокое понимание функции $C_{GTcl}^{2v}(r)$ является ключом к надёжному вычислению NME для двойного бета-распада [158]. Для $0\nu\beta\beta$ -распада ^{76}Ge функции $C_{GT}^{0v-v,N}(r)$ и $C_{GTcl}^{2v}(r)$, вычисленные в рамках QRPA [145], и связанный с ними потенциал нейтринного обмена $P_{GT}^{v,N}(r)$ показаны на рис. 12, где $C_{GT}^{0v-v,N}(r)$ относится к двум кривым $C_{GT}^{0v-v}(r)$ и $C_{GT}^{0v-N}(r)$.

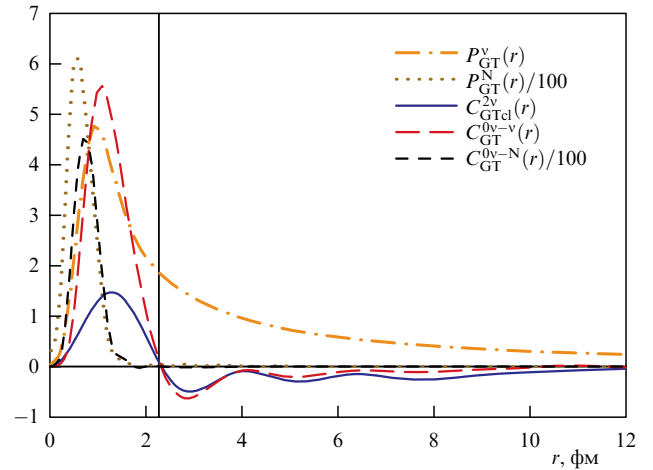


Рис. 12. Потенциалы нейтринного обмена $P_{GT}^v(r)$, $P_{GT}^N(r)$ и функции $C_{GTcl}^{2v}(r)$, $C_{GT}^{0v-v,N}(r)$ ($C_{GT}^{0v-v,N}(r) = P_{GT}^{v,N}(r) C_{GTcl}^{2v}(r)$), оценённые в QRPA [145] для $0\nu\beta\beta$ -распада ^{76}Ge .

Эти функции определены соотношением

$$C_{GT}^{0v-v,N}(r) = P_{GT}^{v,N}(r) C_{GTcl}^{2v}(r),$$

где $P_{GT}^{v,N}(r)$ обозначает $P_{GT}^v(r)$ и $P_{GT}^N(r)$ (см. также формулу (88)).

4.7. Подавление константы аксиально-векторного взаимодействия

Значение константы аксиально-векторного взаимодействия на кварковом уровне равно единице, а для свободного нуклона оно больше, а именно $g_A = 1,269$, поскольку сильные взаимодействия перенормируют аксиально-векторный слабый ток для распада нейтрона. Значение этой константы для нуклона, связанного в ядре, пока не установлено. Хорошо известно, что расчётные интенсивности гамов-теллеровских бета-распадов в ядре значительно превосходят экспериментальные значения. Такой эффект известен как подавление матричных элементов аксиально-векторного тока. Для учёта этого эффекта расчётные GT-матричные элементы обычно подавляются [170–172]. На формальном уровне это производится путём замены константы взаимодействия $g_A = 1,269$ на уменьшенное значение $g_A^{\text{eff}} < g_A$. Единое мнение о причине уменьшения g_A отсутствует. Оно может быть вызвано неучтёнными корреляциями в ядерной волновой функции или обрезанием в одночастичной модели, или перенормировкой гамов-теллеровского оператора с включением, в частности, двухчастичных токов. Этот эффект может также вызываться примесью дельта-изобары в волновой функции ядра или сдвигом интенсивности GT-перехода в область более высоких энергий возбуждения вследствие короткодействующих тензорных корреляций. Неизвестно, однако, существует ли аналогичное явление для других мультиполей, кроме $J = 1^+$.

Перенормированное или уменьшенное значение константы аксиально-векторного взаимодействия g_A^{eff} , которое отражает эффекты ядерной среды, является важным источником неопределённости в теоретических предсказаниях периода полураспада в процессе $0\nu\beta\beta$ и предметом главной озабоченности экспериментаторов, производящих поиск сигнала от распада $0\nu\beta\beta$. Следует на-

помнить, что параметр g_A^{eff} входит в вероятности распадов $0\nu\beta\beta$ и $2\nu\beta\beta$ в четвёртой степени. Для расчёта периода полураспада в процессе $2\nu\beta\beta$ могут использоваться различные методы исследования ядерной структуры (например, модель ядерных оболочек, модель взаимодействующих бозонов и QRPA). Времена жизни, предсказываемые для этих процессов, почти всегда оказываются меньше экспериментальных значений, т.е. расчётные NME для распада $2\nu\beta\beta$ получаются завышенными. Эти проблемы обычно разрешаются путём использования g_A^{eff} вместо "голого" значения $g_A = 1,269$ для нуклона.

Существуют указания, что значение g_A^{eff} может быть значительно подавлено по сравнению с g_A . Во-первых, при статистическом анализе на основе QRPA с учётом экспериментальных вероятностей электронного захвата и β -распада в дополнение к измеренным значениям времени полураспада для процесса $2\nu\beta\beta$ было получено, что $(g_A^{\text{eff}})^4 = 0,30$ и $0,50$ для $2\nu\beta\beta$ -распада соответственно ^{100}Mo и ^{116}Cd [171]. Исследование такого рода было распространено в [173, 174] на ряд изобарических триплетов и более сложных изобарических цепочек ядер. Поражающий результат работы [171] был подтверждён заключением, что $g_A^{\text{eff}} \leq 0,80$. Во-вторых, значительно более заметное ослабление константы аксиально-векторного взаимодействия, а именно, $(g_A^{\text{eff}})^4 \simeq (1,269A^{-0,18})^4 = 0,063$, было получено в модели взаимодействующих бозонов при использовании матричных элементов $2\nu\beta\beta$, оценённых в приближении полноты [172].

Проблема ослабления константы аксиально-векторного взаимодействия может быть связана с частичным восстановлением спин-изоспиновой SU(4)-симметрии в QRPA [158]. Это было достигнуто путём использования нового способа корректировки изоскалярного взаимодействия между частицами в остаточном гамильтониане, при котором матричный элемент двойного оператора Гамова – Теллера, связывающего начальное и конечное основное состояние в двойном бета-распаде, обращается в нуль. Показано, что расчётное значение $M_{\nu}^{0\nu}$ не очень сильно отличается ($\leq 20\%$) от обычных значений QRPA, когда изоскалярное взаимодействие между частицами связывается с известными значениями периода полураспада для процесса $2\nu\beta\beta$. На рисунке 13 сравниваются NME, полученные двумя способами перенормировки этого взаимодействия. В предположении частичного восстановления симметрии SU(4) были вычислены реальные матричные элементы распада $2\nu\beta\beta$, которые затем сравнивались с соответствующими экспериментальными значениями. Было установлено, что расчётные значения в большинстве случаев превосходят экспериментальные данные, что даёт на качественном уровне в среднем сравнительно умеренное ослабление $g_A^{\text{eff}} = 0,90$ [158].

Недавно были представлены новейшие расчёты β -распадов лёгких и средних ядер, произведённые при объединении эффективных теорий поля (Effective Field Theories — EFT) с мощными квантовыми многочастичными методами [175]. EFT даёт последовательное описание слабого взаимодействия двух нуклонов в терминах двухчастичных токов. Трёхнуклонные силы дают более слабые, но тем не менее заметные поправки к ядерному взаимодействию и обычно не учитываются при стандартном рассмотрении процессов одиночного и двойного бета-распадов.

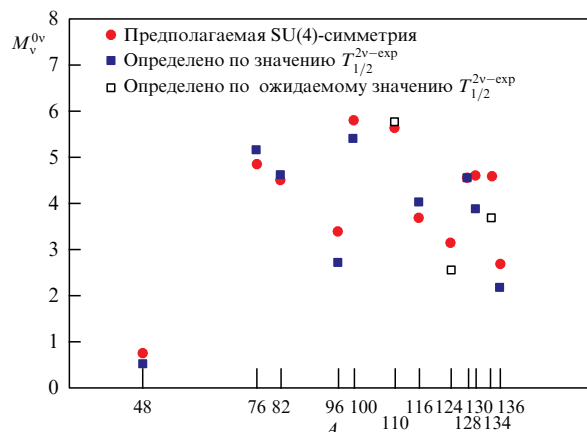


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Ядерные матричные элементы ($M_{\nu}^{0\nu}$) для кандидатов для распада $0\nu\beta\beta$ в зависимости от массового числа A . Результаты получены в модели QRPA [158]. Изоскалярное взаимодействие между частицами скорректировано для частичного восстановления SU(4)-симметрии (красные кружки) и корректного воспроизведения экспериментальных значений периода полураспада для процесса $2\nu\beta\beta$ (синие квадратики). При отсутствии измерений периода полураспада для процесса $2\nu\beta\beta$ (^{94}Zr , ^{110}Pd , ^{124}Sn и ^{134}Xe) используется ожидаемое значение периода полураспада, т.е. гипотеза о доминировании одночастичных состояний (пустые чёрные квадратики). Предполагается также, что $g_A^{\text{eff}} = g_A^{\text{free}} = 1,269$.

В расчётах с самосогласованными ядерными гамильтонианами и двухчастичными токами, в которых операторы двухчастичных токов преобразуются в эффективные одночастичные операторы, матричные элементы одиночного β -распада и распада $2\nu\beta\beta$ уменьшаются на величину, соответствующую $g_A^{\text{eff}} = (0,7-0,8)g_A$ [175, 176]. Таким образом, загадка ослабления константы аксиально-векторного взаимодействия представляется в основном решённой. При расчёте распада $0\nu\beta\beta$ NME с двухчастичными токами должен учитываться эффект передачи большого импульса, который смягчает ослабление. Соответствующее уменьшение NME оказалось равным примерно 30 % и 20 % в ядерной оболочечной модели [176] и QRPA [177]. Эта величина гораздо меньше, чем результат, получающийся при возведении в квадрат фактора перенормировки из одиночного β -распада, как это делается для получения подавления матричных элементов распада $2\nu\beta\beta$.

Феномен ослабления был надёжно установлен для ядерных переходов GT-типа с малыми передачами импульса. Однако в распаде $0\nu\beta\beta$ задействованы передачи импульса $q \sim 100$ МэВ без каких бы то ни было ограничений на угловой момент и изменение чётности. В силу этого захват мюона с передачей сравнительно большого импульса порядка массы мюона и отсутствием ограничительных правил отбора является важной испытательной площадкой для описания в ядерных моделях NME для распада $0\nu\beta\beta$. В последнее время в этой области предпринимались экспериментальные (см., например, [178] и приведённые там ссылки) и теоретические [179, 180] усилия.

Существует определённое расхождение между вероятностями захвата мюона, рассчитанными по методу QRPA в более ранних работах [181–183], где требовалось лишь небольшое ослабление g_A , и в более новых работах [179], где получены указания на существенно более заметное ослабление. Недавно в рамках QRPA

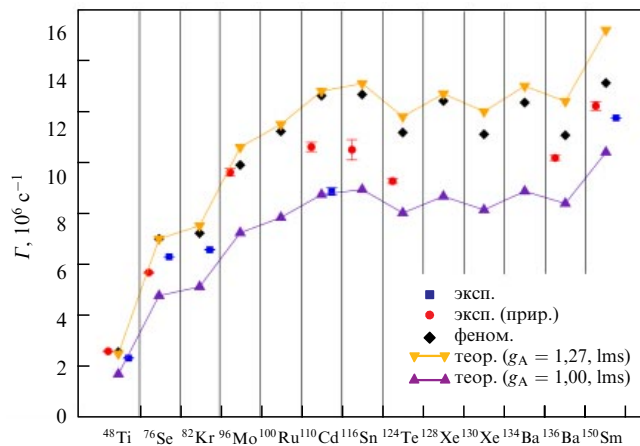


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Сравнение экспериментальных и теоретических значений полной вероятности захвата для конечных ядер, участвующих в двойном бета-распаде. Измерения производились для указанного изотопа в [178] и для элементов с природной смесью изотопов. Теоретические результаты получены в модели QRPA с большим модельным пространством для $g_A = 1,00$ и $1,27$. Здесь lms — большое модельное пространство.

был произведён детальный расчёт полных вероятностей захвата мюонов для конечных ядер, участвующих в двойном бета-распаде [180]. Было рассмотрено несколько вариантов формализма мюонного захвата. В анализ входили различные размеры одночастичного модельного пространства и волновые функции исходного связанного мюона. Экспериментальные данные для полных вероятностей захвата сравниваются на рис. 14 с расчётными значениями для $g_A^{\text{eff}} = 1,27$ и $1,0$. Хорошо видно, что экспериментальные данные "зажаты" между этими двумя значениями g_A^{eff} . Таким образом, отсутствует необходимость в значительном подавлении константы аксиально-векторного взаимодействия g_A . Её стандартное значение $g_A = 1,27$ представляется вполне приемлемым.

5. Двухнейтринный двойной бета-распад

Двухнейтринный двойной бета-распад ($2\nu\beta\beta$) [101]

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (89)$$

представляет собой процесс второго порядка по слабому взаимодействию, полностью согласующийся с СМ физики частиц, в котором два нейтрона одновременно превращаются внутри атомного ядра в два протона с испусканием двух пар электронов и антинейтрино.

Распад $2\nu\beta\beta$ был объектом экспериментальных исследований в течение более 60 лет. Первое непосредственное наблюдение этого процесса датируется 1987 г. [184]. К настоящему времени распад $2\nu\beta\beta$ наблюдался в 11 чётно-чётных ядрах с переходом в основное состояние и в двух случаях также с переходом в первое возбуждённое состояние 0_1^+ конечного ядра [185]. Этот процесс — самый редкий из измеренных процессов с периодом полураспада свыше 10^{18} лет, он является источником фона в экспериментах по поиску сигнала от распада $0\nu\beta\beta$.

Обратный период полураспада для процесса $2\nu\beta\beta$ обычно представляется в виде произведения фактора

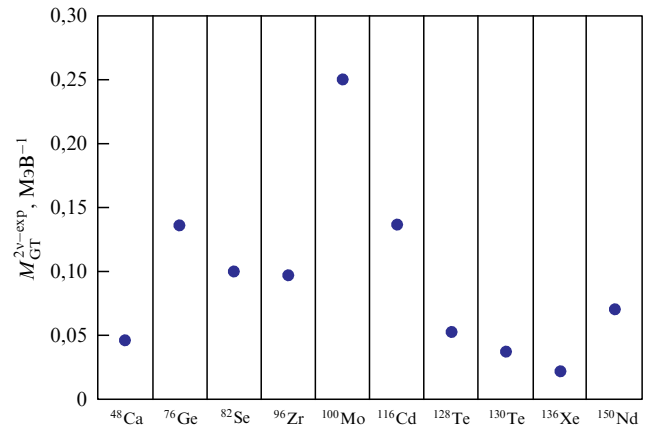


Рис. 15. Матричные элементы $2\nu\beta\beta$ -распада, извлечённые из измерений периода полураспада. В расчётах используется константа аксиально-векторной связи без подавления.

фазового пространства $G^{2\nu}$, четвёртой степени эффективной константы аксиально-векторного взаимодействия g_A^{eff} и ядерного матричного элемента $M_{GT}^{2\nu}$ в следующем виде:

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = (g_A^{\text{eff}})^4 |M_{GT}^{2\nu}|^2 G^{2\nu}. \quad (90)$$

Ядерный матричный элемент выражается через последовательные одиночные переходы Гамова – Теллера в β -распаде через полный набор виртуальных промежуточных состояний

$$M_{GT}^{2\nu} = \sum_n \frac{\langle 0_f^+ | \sum_{k=1}^A \tau_k^+ \sigma_k | 1_n^+ \rangle \langle 1_n^+ | \sum_{k=1}^A \tau_k^+ \sigma_k | 0_i^+ \rangle}{E_n - (E_i + E_f)/2}. \quad (91)$$

Здесь $|0_i^+\rangle$ ($|0_f^+\rangle$) — основное состояние начального (конечного) чётно-чётного ядра с энергией E_i (E_f), а $|1_n^+\rangle$ — состояния в промежуточном нечётно-нечётном ядре с энергией E_n .

Матричный элемент $M_{GT}^{2\nu}$, значение которого определяется из измеренного периода полураспада в процессе $2\nu\beta\beta$ при определённом предположении относительно величины g_A^{eff} (рис. 15), играет важную роль в понимании ядерной структуры изотопов, в которых происходит двойной бета-распад [186]. Его значение используется для подгонки остаточной части ядерного гамильтониана в расчётах NME для распада $0\nu\beta\beta$ в рамках протон-нейтронного квазичастичного приближения случайных фаз (pn-QRPA) [187 – 189]. При такой процедуре полученные результаты очень слабо чувствительны к размеру модельного пространства и выбранному типу нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия. До настоящего времени NME для распада $2\nu\beta\beta$ вычислялись без использования приближения полноты только в модели взаимодействующих оболочек (ISM) [190] и pn-QRPA [191].

Существует возможность исследования новой физики за пределами СМ с помощью $2\nu\beta\beta$ -распада путём прецизионного измерения дифференциальных распределений в этом процессе. Сюда входит поиск взаимодействий правых нейтрино без использования допущений относительно их природы [192], самодействия нейтрино [193], стерильных нейтрино с массами до значения параметра Q для этого процесса [194], бозонной компоненты нейтрино [195], нарушения лоренцевской инвари-

антности [196–199], распадов $0\nu\beta\beta$ с испусканием майорана(-ов) [200, 201] и квадрупольного β -распада [202].

5.1. Улучшенное описание распада $2\nu\beta\beta$

Эксперименты, в которых изучается двухнейтринный двойной бета-распад ($2\nu\beta\beta$ -распад), в настоящее время переходят на качественно новый уровень, на котором прецизионные измерения производятся не только для периода полураспада, но и для всех остальных наблюдаемых в этом процессе. Реконструкция энергий отдельных электронов позволила получить информацию о гипотезах доминантности одночастичных состояний (Single State Dominance — SSD) и доминантности высших состояний (Higher State Dominance — HSD) [203, 204] путём анализа важности отдельных вкладов в NME распада $2\nu\beta\beta$ от переходов через различные промежуточные ядерные состояния [205, 206].

В этом контексте более точное выражение для периода полураспада в процессе $2\nu\beta\beta$ было получено при учёте зависимости энергетических знаменателей от энергии лептонов и использовании разложения Тейлора, которое позволяет факторизовать расчёт факторов фазового пространства и NME [207]:

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = (g_A^{\text{eff}})^4 |M_{\text{GT}-3}^{2\nu}|^2 \frac{1}{|\xi_{31}^{2\nu}|^2} (G_0^{2\nu} + \xi_{31}^{2\nu} G_2^{2\nu}), \quad (92)$$

где $G_0^{2\nu}$ и $G_2^{2\nu}$ — факторы фазового пространства с различной зависимостью от энергии лептонов. Новый параметр $\xi_{31}^{2\nu} = M_{\text{GT}-3}^{2\nu} / M_{\text{GT}-1}^{2\nu}$ зависит от $M_{\text{GT}-3}^{2\nu}$ и $M_{\text{GT}-1}^{2\nu}$, т.е. NME с соответственно первой и третьей степенью энергетического знаменателя. Если величина $M_{\text{GT}-1}^{2\nu}$ чувствительна к вкладам от высоколежащих состояний в промежуточном нечётно-нечётном ядре с $J^\pi = 1^+$, типичный вклад в $M_{\text{GT}-3}^{2\nu}$ дают только низшие 1^+ -состояния. Было установлено, что величина дополнительных вкладов в ширину распада $2\nu\beta\beta$ соответствует 3–20 % для ядерных систем с $A = 76, 81, 96$ и 100 [207].

Улучшенное описание распада $2\nu\beta\beta$ позволило также сформулировать новый подход к определению эффективной константы аксиально-векторного взаимодействия. Пересмотренное выражение для времени жизни в распаде $2\nu\beta\beta$ включает в дополнение к хорошо известному ядерному матричному элементу $M_{\text{GT}-1}^{2\nu}$ также и двойной матричный элемент Гамова–Теллера $M_{\text{GT}-3}^{2\nu}$ с энергетическим знаменателем в третьей степени. Этот матричный элемент определяется переходами через низшие состояния промежуточного ядра. Было высказано предположение, что эффективная константа аксиально-векторного взаимодействия g_A^{eff} может быть определена из измеренного времени жизни для распада $2\nu\beta\beta$, если отношение $\xi_{31}^{2\nu}$ матричных элементов $M_{\text{GT}-3}^{2\nu}$ и $M_{\text{GT}-1}^{2\nu}$ определяется феноменологически из формы энергетического спектра электронов, испускаемых в распаде $2\nu\beta\beta$, а ядерный матричный элемент $M_{\text{GT}-3}^{2\nu}$ может быть надёжно рассчитан, например, в модели взаимодействующих оболочек. Таким способом устраняется проблема учёта важного вклада переходов через высоколежащие состояния промежуточного ядра.

При использовании данных по распаду $2\nu\beta\beta$ величину $\xi_{31}^{2\nu}$ можно определить экспериментально путём подгонки электронного спектра с извлечением ведущего вклада и вклада следующего порядка согласно формуле (92). Новая наблюдаемая $\xi_{31}^{2\nu}$ позволяет тестировать и производить выбор между вычислениями, произведёнными

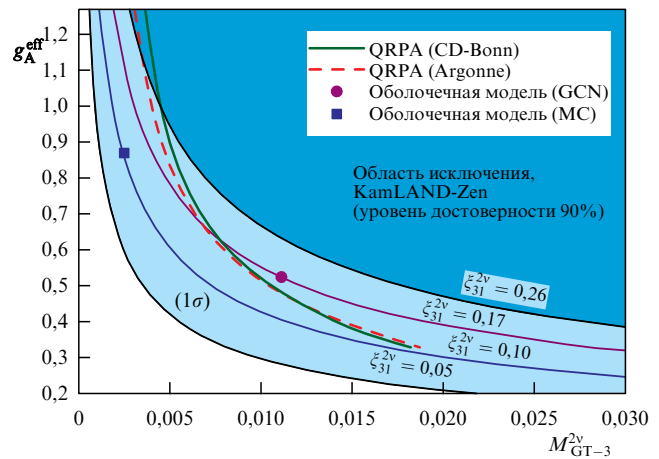


Рис. 16. Эффективная константа аксиально-векторного взаимодействия g_A^{eff} как функция матричного элемента $M_{\text{GT}-3}^{2\nu}$ для $2\nu\beta\beta$ -распада ^{136}Xe [208]. Заполненный фиолетовый кружок и синий квадрат показывают результаты расчётов в модели ISM для соответственно взаимодействий CGN5082 и MC. Зависимости в модели QRPA показаны сплошной зелёной и штриховой красной линиями.

согласно QRPA и ISM, все из которых воспроизводят экспериментальное значение $T_{1/2}^{2\nu}$. На рисунке 16 эффективная константа аксиально-векторного взаимодействия g_A^{eff} показана как функция матричного элемента $M_{\text{GT}-3}^{2\nu}$ для $2\nu\beta\beta$ -распада ^{136}Xe . Было установлено, что величина $\xi_{31}^{2\nu} > 0,26$ (0,05) исключается текущими измерениями в эксперименте KamLAND-Zen на 90%-ном (1σ) уровне достоверности [208]. Дальнейшее повышение экспериментальной чувствительности к $\xi_{31}^{2\nu}$ позволит произвести выбор между различными сценариями ядерной структуры.

6. Заключение и перспективы

В последние годы мы стали свидетелями революции в физике нейтрино. Наблюдение нейтринных осцилляций продемонстрировало как то, что нейтрино смешиваются, так и то, что они являются массивными частицами. Существует обширная программа исследования осцилляций, включающая прецизионное измерение углов смешивания, поиск нарушения CP-инвариантности в нейтринном секторе и возможное определение иерархии масс трёх нейтрино. При этом, однако, измерения нейтринных осцилляций не проливают свет ни на масштаб масс нейтрино, ни на механизмы, которые их порождают.

Космология и процессы одиночного и двойного бета-распада позволяют исследовать абсолютную шкалу масс нейтрино дополнительными методами. Масштаб масс нейтрино можно непосредственно определить, изучая энергетический спектр в β -распаде трития в эксперименте KATRIN с использованием методики, предложенной много лет тому назад Спиваком и Лобашевым [66]. Перспективными представляются также исследования захвата электрона в ^{163}Ho с использованием криогенных калориметров в экспериментах ECHO и Holmes.

Поиск распада $0\nu\beta\beta$ является высшим приоритетом для физики элементарных частиц и астрофизики, поскольку этот процесс служит наиболее чувствительным тестом несохранения лептонного числа и единственным процессом, в котором можно проверить майорановскую

природу нейтрино. Для повышения чувствительности эксперимента к поиску именно этого распада требуются детекторы массой в несколько тонн с энергетическим разрешением в несколько кэВ, которые должны работать в условиях почти нулевого фона. Гонкам за наблюдением распада $0\nu\beta\beta$ дан старт. Если иерархия масс нейтрино является обращённой, то многие из экспериментов по поиску распада $0\nu\beta\beta$ (SuperNEMO, CUORE, nEXO, LEGEND, AMoRE, CUPID и т.п.) помогут установить природу нейтрино уже в ближайшее десятилетие.

Возможное существование стерильных нейтрино имеет много интересных феноменологических последствий и является вызовом для теории и эксперимента. Эксперимент по бета-распаду позволит в принципе сделать заключение относительно дополнительных тяжёлых нейтрино в диапазонах эВ (на основе аномалии с реакторными нейтрино), кэВ (кандидат на горячую тёмную материю) и даже МэВ. Если нейтрино являются дираковскими частицами, то важные заключения относительно их масс и смешивания могут быть получены из дифференциальных характеристик распада $2\nu\beta\beta$. В противном случае, а именно, если нейтрино являются майорановскими частицами, жёсткие ограничения на массы и смешивание стерильных нейтрино могут быть установлены из ограничений сверху на период полураспада $0\nu\beta\beta$, полученных в различных экспериментах.

Для точной интерпретации данных по слабым процессам в ядрах требуется более высокий уровень понимания эффектов ядерной структуры, которые важны для описания ядерных матричных элементов. В связи с этим критически значимой задачей является разработка теоретических методов, позволяющих надёжно определять ядерные матричные элементы и реалистично оценивать их неопределённости. По мере развития указанной области исследований загадки, связанные с нейтрино, становятся всё более интригующими, теории — всё более увлекательными, эксперименты — всё более разнообразными и крупномасштабными, а участвующие в них физики — всё более многочисленными. Впереди нас ждут многие важные открытия.

Написанием настоящего обзора автор хотел отдать должное Институту ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), недавно отметившему 50-летнюю годовщину своего основания, за его важный и определяющий вклад в физику нейтрино. ИЯИ, пользующемуся признанием по всему миру, обязаны своим успехом, в частности, эксперименты "Нью-масс" в Троичке и KATRIN, в которых измерялась масса нейтрино, и эксперименты по двойному бета-распаду GERDA и AMoRE. Однако исследования, проводимые в ИЯИ, охватывают гораздо более широкий круг вопросов, связанных с теорией нейтрино, астрофизикой и космологией. Нет причин сомневаться, что в ИЯИ РАН и в дальнейшем будут получены многие важные результаты и сделаны новые интересные открытия.

Благодарности

Настоящая работа была поддержана Агентством по предоставлению грантов VEGA Словацкой республики (контракт № 1/0607/20) и Министерством по делам образования, молодёжи и спорта Чешской республики (грант INAFYM № CZ.02.1.01/0.0/0.0/16_019/0000766).

Перевод с английского: М.Ж. Шматиков

Список литературы

1. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998)
2. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002)
3. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **43** 1566 (1979)
4. Minkowski P *Phys. Lett. B* **67** 421 (1977)
5. Mohapatra R N, Senjanović G *Phys. Rev. Lett.* **44** 912 (1980)
6. Yanagida T *Conf. Proc. C* **7902131** 95 (1979)
7. Gell-Mann M, Ramond P, Slansky R *Conf. Proc. C* **790927** 315 (1979)
8. Magg M, Wetterich Ch *Phys. Lett. B* **94** 61 (1980)
9. Schechter J, Valle J W F *Phys. Rev. D* **22** 2227 (1980)
10. Wetterich C *Nucl. Phys. B* **187** 343 (1981)
11. Mohapatra R N, Senjanović G *Phys. Rev. D* **23** 165 (1981)
12. Cheng T P, Li L-F *Phys. Rev. D* **22** 2860 (1980)
13. Foot R et al. *Z. Phys. C* **44** 441 (1989)
14. Ma E *Phys. Rev. Lett.* **81** 1171 (1998)
15. Ma E, Roy D P *Nucl. Phys. B* **644** 290 (2002)
16. Bajc B, Senjanović G *J. High Energy Phys.* **2007** (08) 014 (2007)
17. Ma E, Popov O *Phys. Lett. B* **764** 142 (2017)
18. Yao C-Y, Ding G-J *Phys. Rev. D* **96** 095004 (2017)
19. Yao C-Y, Ding G-J *Phys. Rev. D* **98** 039901 (2018)
20. Centelles Chuliá S, Srivastava R, Valle J W F *Phys. Rev. D* **98** 035009 (2018)
21. Centelles Chuliá S et al. *J. High Energy Phys.* **2019** (10) 93 (2019)
22. Arbeláez C et al. *Phys. Rev. D* **100** 115021 (2019)
23. Arbeláez C et al. *J. High Energy Phys.* **2020** (06) 043 (2020)
24. Babu K S et al. *J. High Energy Phys.* **2020** (03) 006 (2020)
25. Bonnet F et al. *J. High Energy Phys.* **2009** (10) 076 (2009)
26. Babu K, Nandi S *Phys. Rev. D* **62** 033002 (2000)
27. Chen M-C, de Gouvêa A, Dobrescu B A *Phys. Rev. D* **75** 055009 (2007)
28. Babič A, Kovalenko S, Krivoruchenko M I, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **103** 015007 (2021)
29. Päs H et al. *Phys. Lett. B* **453** 194 (1999)
30. Deppisch F F, Hirsch M, Päs H *J. Phys. G* **39** 124007 (2012)
31. Arbeláez C et al. *Phys. Rev. D* **94** 096014 (2016)
32. Arbeláez C et al. *Phys. Rev. D* **97** 099904 (2018)
33. Cirigliano V et al. *J. High Energy Phys.* **2017** (12) 082 (2017)
34. Thomas S D, Xu R-M *Phys. Lett. B* **284** 341 (1992)
35. McNeile C et al. *Phys. Rev. D* **87** 034503 (2013)
36. Capozzi F et al. *Phys. Rev. D* **101** 116013 (2020)
37. Aghanim N et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **641** A6 (2020)
38. Chacko Z et al. *J. High Energy Phys.* **2020** (04) 020 (2020)
39. Drexlin G et al. *Adv. High Energy Phys.* **2013** 293986 (2013)
40. Kovalenko S, Krivoruchenko M I, Šimkovic F *Phys. Rev. Lett.* **112** 142503 (2014)
41. Giunti C et al. *Phys. Rev. D* **86** 113014 (2012)
42. Aguilar A et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 112007 (2001)
43. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **121** 221801 (2018)
44. Серебров А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **109** 209 (2019); Serebrov A P et al. *JETP Lett.* **109** 213 (2019)
45. Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **420** 114 (1998)
46. Abdurashitov J et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **80** 015807 (2009)
47. Mention G et al. *Phys. Rev. D* **83** 073006 (2011)
48. Watson C R, Li Z, Polley N K *JCAP* **2012** (03) 018 (2012)
49. Boyarsky A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **387** 1361 (2008)
50. Xing Z *Phys. Rev. D* **85** 013008 (2012)
51. Babič A, Kovalenko S, Krivoruchenko M I, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **98** 015003 (2018)
52. Petcov S T *Phys. Lett. B* **110** 245 (1982)
53. Valle J W F *Phys. Rev. D* **27** 1672 (1983)
54. de Gouvêa A, Huang W-C, Jenkins J *Phys. Rev. D* **80** 073007 (2009)
55. Anamiati G, Fonseca R M, Hirsch M *Phys. Rev. D* **97** 095008 (2018)
56. Anamiati G et al. *Phys. Rev. D* **100** 035032 (2019)
57. Khatun A, Smetana A, Šimkovic F *Symmetry* **12** 1310 (2020)
58. Fermi E *Z. Phys.* **88** 161 (1934)
59. Alichanjan A I, Alichanow A I, Dželepov B S *Phys. Rev.* **53** 766 (1938)
60. Šimkovic F, Dvornický R, Faessler A *Phys. Rev. C* **77** 055502 (2008)
61. Kim C W, Primakoff H *Phys. Rev.* **139** B1447 (1965)

62. Kim C W, Primakoff H *Phys. Rev.* **140** B566 (1965)
63. Kim C W *Phys. Rev.* **146** 691 (1966)
64. Hanna G C, Pontecorvo B *Phys. Rev.* **75** 983 (1949)
65. Bergkvist K-E *Nucl. Phys.* **39** 317 (1972)
66. Lobashev V M, Spivak P E *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **240** 305 (1985)
67. Picard A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **63** 345 (1992)
68. Lobashev V M *Nucl. Phys. A* **719** C153 (2003)
69. Aseev V N et al. *Phys. Rev. D* **84** 112003 (2011)
70. Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005)
71. Aker M et al. (KATRIN Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 221802 (2019)
72. Asner D M et al. (Project 8 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **114** 162501 (2015)
73. Betts S et al., arXiv:1307.4738
74. Guigue M (Project 8 Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **1342** 012025 (2020)
75. Beleshev A I et al. *Письма в ЖЭТФ* **97** 73 (2013); *JETP Lett.* **97** 67 (2013)
76. Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **73** 2323 (2013)
77. Aker M et al. (KATRIN Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 091803 (2021)
78. Abdurashitov J N et al. *Письма в ЖЭТФ* **105** 723 (2017); *JETP Lett.* **105** 753 (2017)
79. Watson C R, Li Z, Polley N K *JCAP* **2012** (03) 018 (2012)
80. Boyarsky A et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **104** 1 (2019)
81. Brunst T J *Phys. Conf. Ser.* **1468** 012195 (2020)
82. Mertens S et al. *J. Phys. G* **48** 015008 (2020)
83. Dvornický R, Muto K, Šimkovic F, Faessler A *Phys. Rev. C* **83** 045502 (2011)
84. Arnaboldi C et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 042503 (2006)
85. Doi M, Kotani T, Takasugi E *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **83** 1 (1985)
86. Gatti F *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **91** 293 (2001)
87. Sisti M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **520** 125 (2004)
88. Andreotti E et al. (MARE Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **572** 208 (2007)
89. Eliseev S et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 062501 (2015)
90. De Rújula A, Lusignoli M *Phys. Lett. B* **118** 429 (1982)
91. Faessler A, Gastaldo L, Šimkovic F *J. Phys. G* **42** 015108 (2015)
92. Ranitzsch P C-O et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 122501 (2017)
93. Robertson R G H *Phys. Rev. C* **91** 035504 (2015)
94. Faessler A, Šimkovic F *Phys. Rev. C* **91** 045505 (2015)
95. Faessler A, Enss C, Gastaldo L, Šimkovic F *Phys. Rev. C* **91** 064302 (2015)
96. Faessler A, Gastaldo L, Šimkovic F *Phys. Rev. C* **95** 045502 (2017)
97. Braß M et al. *Phys. Rev. C* **97** 054620 (2018)
98. Gastaldo L et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **226** 1623 (2017)
99. Alpert B et al. *Eur. Phys. J. C* **75** 112 (2015)
100. Croce M P et al. *J. Low Temp. Phys.* **184** 938 (2016)
101. Vergados J D, Ejiri H, Šimkovic F *Rep. Prog. Phys.* **75** 106301 (2012)
102. Vergados J D, Ejiri H, Šimkovic F *Int. J. Mod. Phys. E* **25** 1630007 (2016)
103. Agostini M, Benato G, Detwiler J A *Phys. Rev. D* **96** 053001 (2017)
104. Barabash A S *Front. Phys.* **6** 160 (2019)
105. Gando A et al. (KamLAND-Zen Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **117** 082503 (2016)
106. Anton G et al. (EXO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 161802 (2019)
107. Adams D Q et al. (CUORE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **124** 122501 (2020)
108. Agostini M et al. (GERDA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **125** 252502 (2020)
109. Alvis S I et al. (Majorana Collab.) *Phys. Rev. C* **100** 025501 (2019)
110. Umehara S et al. *Phys. Rev. C* **78** 058501 (2008)
111. Azzolini O et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 032501 (2019)
112. Arnold R et al. (NEMO-3 Collab.) *Phys. Rev. D* **92** 072011 (2015)
113. Armengaud E et al. (CUPID-Mo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 181802 (2021)
114. Danevich F A et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **138** 230 (2005)
115. Arnold R et al. (NEMO-3 Collab.) *Phys. Rev. D* **95** 012007 (2017)
116. Barabash A S et al. *Phys. Rev. D* **98** 092007 (2018)
117. Arnold R et al. (NEMO-3 Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 072003 (2016)
118. Abgrall N et al. (LEGEND Collab.) *AIP Conf. Proc.* **1894** 020027 (2017)
119. Cascella M et al. (SuperNEMO Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **888** 012249 (2017)
120. Wang G et al. (CUPID Interest Group), arXiv:1504.03599
121. Armstrong W R et al. (CUPID Interest Group), arXiv:1907.09376
122. Seo K (AMoRE Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **1468** 012130 (2020)
123. Leming E J (SNO+ Collab.) *PoS NOW2018* 027 (2019)
124. Albert J B et al. (nEXO Collab.) *Phys. Rev. C* **97** 065503 (2018)
125. Shirai J (KamLAND-Zen Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **888** 012031 (2017)
126. Adams C et al. (NEXT), arXiv:2005.06467
127. Chen X et al. *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **60** 061011 (2017)
128. Dell'Oro S et al. *Adv. High Energy Phys.* **2016** 2162659 (2016)
129. Engel J, Menéndez J *Rep. Prog. Phys.* **80** 046301 (2017)
130. Kotilla J, Iachello F *Phys. Rev. C* **85** 034316 (2012)
131. Mirea M, Rahomi T, Stoica S *Rom. Rep. Phys.* **67** 872 (2015)
132. Atre A et al. *J. High Energy Phys.* **2009** (05) 030 (2009)
133. Helo J C, Kovalenko S, Schmidt I *Nucl. Phys. B* **853** 80 (2011)
134. Abazajian K N et al., arXiv:1204.5379
135. Adhikari R et al. *JCAP* **2017** (01) 025 (2017)
136. Beneš P, Faessler A, Kovalenko S, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **71** 077901 (2005)
137. Mitra M, Senjanović G, Vissani F *Nucl. Phys. B* **856** 26 (2012)
138. Faessler A, González M, Kovalenko S, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **90** 096010 (2014)
139. Kovalenko S, Lu Z, Schmidt I *Phys. Rev. D* **80** 073014 (2009)
140. Abada A, De Romeri V, Teixeira A M *J. High Energy Phys.* **2014** (09) 074 (2014)
141. Babič A, Kovalenko S, Krivoruchenko M I, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **98** 015003 (2018)
142. Menéndez J et al. *Nucl. Phys. A* **818** 139 (2009)
143. Horoi M, Neacsu A *Phys. Rev. C* **93** 024308 (2016)
144. Barea J, Kotilla J, Iachello F *Phys. Rev. C* **91** 034304 (2015)
145. Šimkovic F et al. *Phys. Rev. C* **87** 045501 (2013)
146. Fang D-L, Faessler A, Šimkovic F *Phys. Rev. C* **92** 044301 (2015)
147. Hyvärinen J, Suhonen J *Phys. Rev. C* **91** 024613 (2015)
148. Rath P K et al. *Phys. Rev. C* **85** 014308 (2012)
149. Song L S et al. *Phys. Rev. C* **95** 024305 (2017)
150. Bolton P D, Deppisch F F, Gráf L, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **103** 055019 (2021)
151. Bolton P D, Deppisch F F, Bhupal Dev P S *J. High Energy Phys.* **2020** (03) 170 (2020)
152. Pati J C, Salam A *Phys. Rev. D* **10** 275 (1974)
153. Mohapatra R, Pati J C *Phys. Rev. D* **11** 2558 (1975)
154. Babič A, Kovalenko S, Krivoruchenko M I, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **98** 015003 (2018)
155. Bhupal Dev P S, Goswami S, Mitra M *Phys. Rev. D* **91** 113004 (2015)
156. de Salas P F et al. *Phys. Lett. B* **782** 633 (2018)
157. Šimkovic F et al. *Phys. Rev. C* **77** 045503 (2008)
158. Šimkovic F, Smetana A, Vogel P *Phys. Rev. C* **98** 064325 (2018)
159. Fang D-L, Faessler A, Šimkovic F *Phys. Rev. C* **97** 045503 (2018)
160. Mustonen M T, Engel J *Phys. Rev. C* **87** 064302 (2013)
161. Rath P K et al. *Phys. Rev. C* **88** 064322 (2013)
162. Vaquero N L, Rodríguez T R, Egido J L *Phys. Rev. Lett.* **111** 142501 (2013)
163. Yao J M et al. *Phys. Rev. C* **91** 024316 (2015)
164. Yao J M, Engel J *Phys. Rev. C* **94** 014306 (2016)
165. Cappuzzello F et al. *Eur. Phys. J. A* **54** 72 (2018)
166. Agodi C et al. (NUMEN Collab.) *Universe* **7** 72 (2021)
167. Lenske H et al. *Universe* **7** 98 (2021)
168. Šimkovic F et al. *Phys. Rev. C* **79** 055501 (2009)
169. Šimkovic F et al. *Phys. Rev. C* **83** 015502 (2011)
170. Caurier E et al. *Rev. Mod. Phys.* **77** 427 (2005)
171. Faessler A et al. *J. Phys. G* **35** 075104 (2008)
172. Barea J, Kotilla J, Iachello F *Phys. Rev. C* **87** 014315 (2013)
173. Suhonen J, Civitarese O *Phys. Lett. B* **725** 153 (2013)
174. Deppisch F F, Suhonen J *Phys. Rev. C* **94** 055501 (2016)
175. Gysbers P et al. *Nat. Phys.* **15** 428 (2019)
176. Menéndez J, Gazit D, Schwenk A *Phys. Rev. Lett.* **107** 062501 (2011)
177. Engel J, Šimkovic F, Vogel P *Phys. Rev. C* **89** 064308 (2014)
178. Zinatulina D et al. *Phys. Rev. C* **99** 024327 (2019)
179. Jokiniemi L, Suhonen J *Phys. Rev. C* **100** 014619 (2019)
180. Šimkovic F, Dvornický R, Vogel P *Phys. Rev. C* **102** 034301 (2020)
181. Zinner N T, Langanke K, Vogel P *Phys. Rev. C* **74** 024326 (2006)
182. Kolbe E, Langanke K, Vogel P *Phys. Rev. C* **62** 055502 (2000)

183. Marketin T et al. *Phys. Rev. C* **79** 054323 (2009)
184. Elliott S R, Hahn A A, Moe M K *Phys. Rev. Lett.* **59** 2020 (1987)
185. Barabash A *Universe* **6** (10) 159 (2020)
186. Štefánik D, Šimkovic F, Faessler A *Phys. Rev. C* **91** 064311 (2015)
187. Rodin V A, Faessler A, Šimkovic F, Vogel P *Phys. Rev. C* **68** 044302 (2003)
188. Rodin V A, Faessler A, Šimkovic F, Vogel P *Nucl. Phys. A* **766** 107 (2006)
189. Rodin V A, Faessler A, Šimkovic F, Vogel P *Nucl. Phys. A* **793** 213 (2007) Erratum
190. Caurier E et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1954 (1996)
191. Muto K, Bender E, Klapdor-Kleingrothaus H V Z. *Phys. A* **339** 435 (1991)
192. Deppisch F F, Graf L, Šimkovic F *Phys. Rev. Lett.* **125** 171801 (2020)
193. Deppisch F F et al. *Phys. Rev. D* **102** 051701 (2020)
194. Bolton P, Deppisch F F, Gráf L, Šimkovic F *Phys. Rev. D* **103** 055019 (2021)
195. Barabash A S et al. *Nucl. Phys. B* **783** 90 (2007)
196. Albert J B et al. (EXO-200 Collab.) *Phys. Rev. D* **93** 072001 (2016)
197. Azzolini O et al. *Phys. Rev. D* **100** 092002 (2019)
198. Nutescu O, Ghinescu S, Stoica S J. *Phys. G* **47** 055112 (2020)
199. Nutescu O V et al. *Phys. Rev. D* **103** L031701 (2021)
200. Arnold R et al. (NEMO Collab.) *Nucl. Phys. A* **765** 483 (2006)
201. Arnold R et al. *Eur. Phys. J. C* **79** 440 (2019)
202. Arnold R et al. (NEMO-3 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 041801 (2017)
203. Šimkovic F, Domin P, Semenov S V J. *Phys. G* **27** 2233 (2001)
204. Domin P, Kovalenko S, Šimkovic F, Semenov S V *Nucl. Phys. A* **753** 337 (2005)
205. Arnold R et al. *Eur. Phys. J. C* **79** 440 (2019)
206. Azzolini O et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 262501 (2019)
207. Šimkovic F et al. *Phys. Rev. C* **97** 034315 (2018)
208. Gando A et al. (KamLAND-Zen Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 192501 (2019)

Neutrino masses and interactions and neutrino experiments in the laboratory

F. Šimkovic^(1,2,3)

⁽¹⁾ Department of Nuclear Physics and Biophysics, Comenius University, Mlynská dolina F1, SK-842 15 Bratislava, Slovakia

⁽²⁾ Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

⁽³⁾ Czech Technical University in Prague, Jugoslávských partyzánů 1580/3, CZ-12800 Prague, Czech Republic
E-mail: fedor.simkovic@fmph.uniba.sk

The atomic nucleus offers a unique opportunity to study fundamental properties and interactions of neutrinos. The main subjects of interest are the nature of neutrinos (Dirac or Majorana), mass hierarchy, the absolute scale of neutrino masses, and possible additional sterile neutrinos. In this review, recent progress in the field of laboratory measurements of fundamental properties of neutrinos is briefly presented.

Keywords: lepton number violation, Dirac and Majorana neutrinos, neutrino masses and mixing, neutrino oscillations, tritium beta decay, two-neutrino and neutrinoless double beta decay, nuclear matrix elements, axial-vector coupling constant

PACS numbers: 14.60.Pq, 14.60.St, **23.40.−s**

Bibliography — 208 references

Received 11 June 2021, revised 3 August 2021

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (12) 1307–1332 (2021)

Physics–Uspekhi **64** (12) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.08.039036>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.08.039036>