

# НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ, АНОМАЛИИ, ПЕРСПЕКТИВЫ

*Ю. Г. Куденко* \*

Институт ядерных исследований РАН, Москва  
Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия  
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Представлен обзор современных исследований в области нейтринной физики. Рассмотрены текущие ускорительные эксперименты с длинной базой T2K и NO $\nu$ A и полученные результаты по поиску CP-нарушения в нейтринных осцилляциях. Кратко обсуждаются ускорительные эксперименты следующего поколения DUNE, Hyper-Kamiokande, ожидаемая чувствительность к CP-нарушению и иерархии масс нейтрино, а также реакторный эксперимент JUNO. Приведены последние результаты по измерению массы нейтрино в бета-распаде трития, в экспериментах по поиску двойного безнейтринного распада, а также ограничения на массу нейтрино из космологических данных. В заключительной части обсуждается статус легких стерильных нейтрино.

A brief review of the recent progress and future prospects in neutrino physics is presented in this paper. An attention is given to oscillation results obtained in long baseline accelerator experiments T2K and NO $\nu$ A. The main features of the next-generation accelerator experiments DUNE, Hyper-Kamiokande, as well as the reactor experiment JUNO, are outlined. The expected sensitivity of these experiments to CP violation and neutrino mass ordering are discussed. The latest results on measurements of the neutrino mass in the tritium beta decay, in neutrinoless double beta decay, and in cosmology are examined. The last section briefly summarises the current status of searches for light sterile neutrinos.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

## ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель постулирует, что масса нейтрино равна нулю, нейтрино не могут переходить друг в друга (осциллировать) и индивидуальные лептонные числа, мюонное, электронное и тау, сохраняются. В то время как пространственная и зарядовая симметрии нарушаются, комбинированная CP-симметрия в лептонном секторе Стандартной модели сохраняется. Исследование свойств нейтрино позволило обнаружить

---

\* E-mail: kudenko@inr.ru

неполноту Стандартной модели и открыло дверь для изучения новой физики за рамками Стандартной модели. Открытие осцилляций в экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино однозначно показало, что нейтрино имеют ненулевую массу, могут смешиваться, и, таким образом, лептонные числа не сохраняются. Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в последние 20–25 лет, удалось определить только некоторые свойства нейтрино. Фундаментальными вопросами, требующими ответа, являются поиск CP-нарушения и измерения CP нечетной фазы в нейтринных осцилляциях, определение иерархии масс нейтрино, измерение массы нейтрино, определение природы нейтрино (дираковская или майорановская частица) и механизма образования массы нейтрино, решение вопроса о существовании легких стерильных нейтрино.

## ПОИСК CP-НАРУШЕНИЯ В НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ

**Эксперимент T2K.** В этом эксперименте используется внеосевой (off-axis) интенсивный пучок нейтрино и антинейтрино. Особенностью такого подхода является то, что ось нейтринного пучка не направлена на дальний детектор, что позволяет за счет подбора угла настроить энергию нейтринного пучка на осцилляционный максимум, а также получить довольно «чистый» пучок мюонных нейтрино с малой примесью электронных нейтрино. Интенсивность потока мюонных нейтрино в узком интервале энергий, который настроен на осцилляционный максимум выбором угла относительно направления протонного пучка, также выше по сравнению с нейтринным пучком для  $\theta = 0^\circ$ . В T2K для выбранного off-axis угла  $2,5^\circ$  и базы эксперимента 295 км полученная в максимуме интенсивности энергия нейтрино 600 МэВ настроена на осцилляционный максимум для разности квадратов масс  $\Delta m^2 \sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ . В таком пучке примесь электронных нейтрино от распадной цепочки  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  и распадов каонов составляет около 1%. Схематическое изображение основных элементов эксперимента T2K показано на рис. 1.

В качестве дальнего нейтринного детектора в эксперименте T2K используется водный черенковский детектор Super-Kamiokande массой 50 кт, расстояние до которого от J-PARC составляет 295 км. Временная синхронизация между импульсами протонного ускорителя J-PARC и детектором Super-Kamiokande осуществляется через глобальную навигационную систему GPS с точностью около 50 нс. Такая точность позволяет наблюдать временную структуру событий от ускорительных нейтрино, которые были зарегистрированы в Super-Kamiokande, и подавлять фон от атмосферных нейтрино до пренебрежимо малого уровня.

Нарушение CP-инвариантности может быть обнаружено и измерено в нейтринных осцилляциях с использованием «золотых» мод  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ .

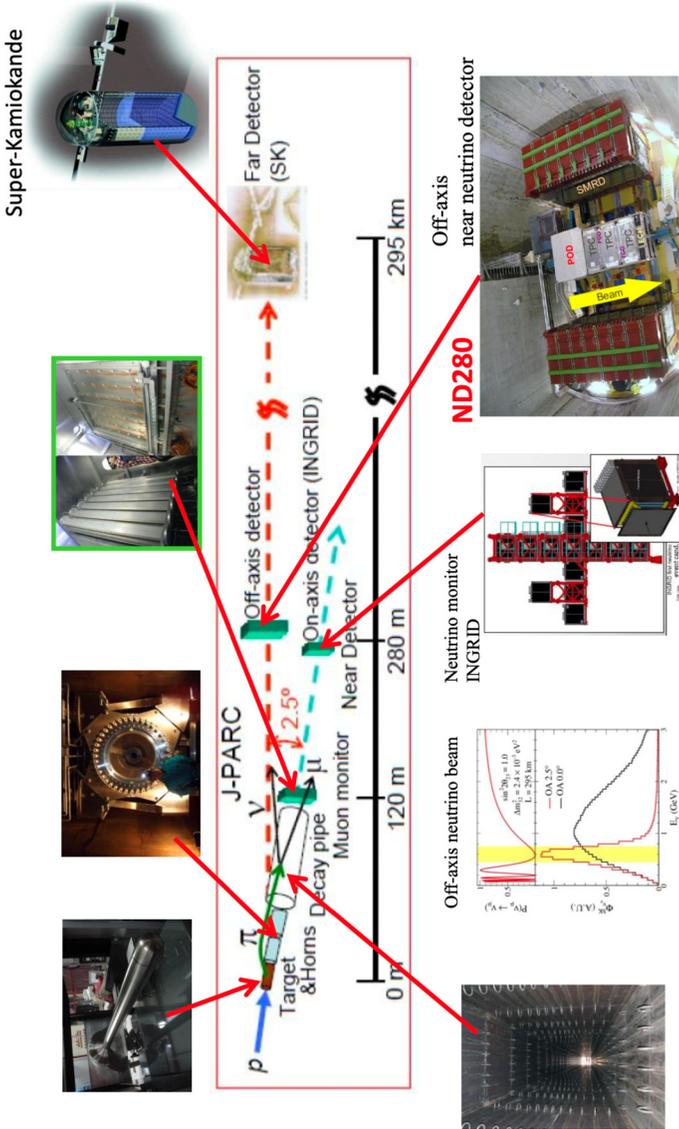


Рис. 1. Схема эксперимента T2K [1]. Мюонные нейтрино (антинейтрино) рождаются в нейтринном канале J-PARC и пролетают в толще Земли 295 км до дальнего детектора Super-Kamiokande. Параметры нейтринного пучка до возможных осцилляций измеряются ближним детектором нейтрино, расположенным на расстоянии 280 м от пилориждающей мишени. Основные элементы установки: нейтринный пучок, монитор нейтринного пучка, ближний детектор нейтрино и дальний нейтринный детектор Super-Kamiokande. Вставки с фотографиями показывают мишени, импульсный магнит, распадный объем, мюонный монитор и ближний нейтринный детектор ND280

Если для простоты рассмотреть осцилляции в вакууме, то выражение для CP-асимметрии выглядит следующим образом:

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \sim -\frac{\cos \theta_{23} \sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{23} \sin \theta_{13}} \sin\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \sin \delta_{CP}, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия нейтрино;  $L$  — база эксперимента;  $\Delta m_{21}^2$  — разность квадратов масс солнечных нейтрино и  $\theta_{12}, \theta_{23}$  — углы смешивания солнечных и атмосферных нейтрино соответственно. Представленные ниже результаты соответствуют интегральному потоку протонов на мишени (POT)  $19,7 \cdot 10^{20}$  POT для нейтринной моды и  $16,3 \cdot 10^{20}$  POT для пучка антинейтрино за период с 2010 по 2020 г. Всего в дальнем детекторе в нейтринной моде было зарегистрировано 94 электроподобных события с одиночным электроном и 14 событий, в которых вместе с электроном рождался «невидимый пион», и электрон из распада пиона по цепочке  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  детектировался. С пучком мюонных антинейтрино было зарегистрировано 16 электроподобных событий в дальнем детекторе. На рис. 2 показано полученное  $\Delta\chi^2$  распределение для  $\delta_{CP}$  в случае нормальной и инверсной иерархии масс, а также доверительные интервалы. Значительная область значений  $\sin \delta_{CP} > 0$  исключена на уровне значимости  $> 3\sigma$ , а CP-сохранение ( $\delta_{CP} = 0, \pi$ ) исключено с доверительной вероятностью 90% [2]. Полученные данные указывают на максимальное CP-нарушение и значение CP нечетной фазы  $\delta_{CP} \sim -\pi/2$ . В работе [3] был выполнен совместный анализ представленных выше данных T2K

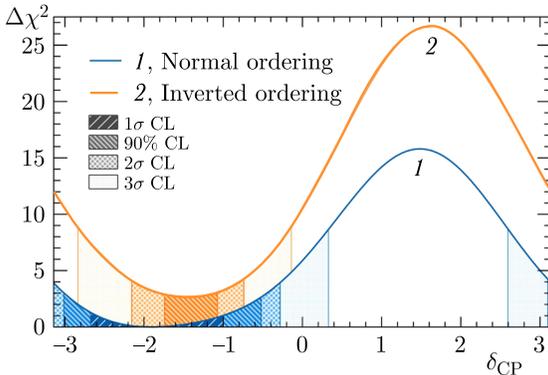


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Доверительные интервалы для CP нечетной фазы  $\delta_{CP}$   $1\sigma$ ,  $90\%$ ,  $2\sigma$ ,  $3\sigma$  с использованием ограничения на величину  $\sin^2 \theta_{13}$ , измеренную в реакторных экспериментах. Кривая синего цвета (1) соответствует нормальной иерархии масс, оранжевая кривая (2) — инверсной иерархии масс [2]

и данных Super-Kamiokande, накопленных с атмосферными нейтрино за 3244,4 дня. В результате CP-сохранение было исключено на уровне  $1,9\sigma$  и было усилено предпочтение в пользу нормальной иерархии масс нейтрино.

**Эксперимент NO $\nu$ A.** Эксперимент NO $\nu$ A [4] в Fermilab, направленный на исследование осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ , поиск CP-нарушения и определение иерархии масс нейтрино, использует off-axis пучок мюонных нейтрино и антинейтрино под углом 14,6 мрад с энергией около 2 ГэВ в области максимума спектра, а также два нейтринных детекто-

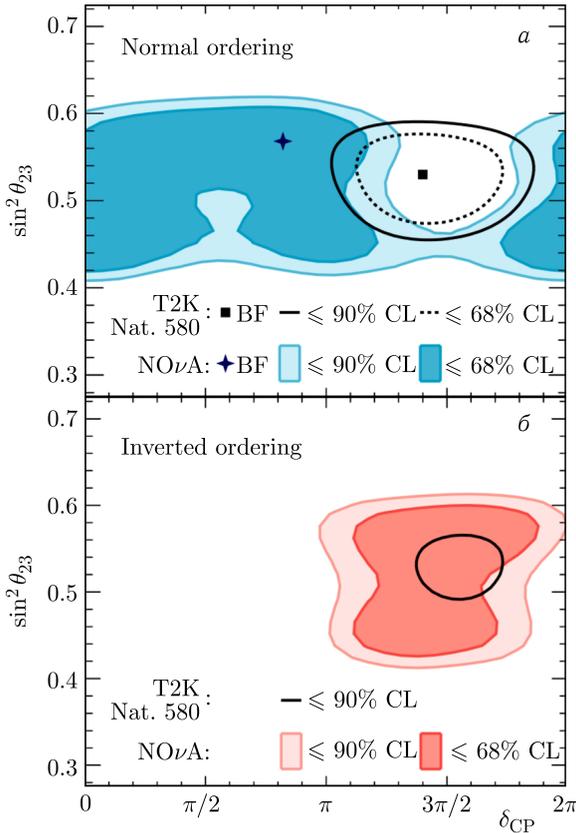


Рис. 3. Контуры, соответствующие доверительным интервалам 68 и 90% в плоскости  $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$  для нормальной иерархии масс (а) и инверсной иерархии масс (б). Крестик показывает наилучшее значение, полученное NO $\nu$ A для нормальной иерархии масс, черный квадрат соответствует наилучшему значению эксперимента T2K, штриховая и сплошная черные линии показывают области параметров T2K, ограниченные доверительными интервалами 68 и 90%

ра — ближний и дальний. Из-за более длинной базы энергия нейтрино в эксперименте  $\text{NO}\nu\text{A}$  выше, чем в T2K, что позволяет получить более высокую чувствительность к иерархии масс. Оба детектора, ближний и дальний, представляют собой полностью активные, сегментированные сцинтилляционные детекторы, что позволяет существенно уменьшить систематические погрешности в осцилляционном анализе. В 2016–2019 гг. в эксперименте было зарегистрировано 82 электронных нейтрино при ожидаемом фоне  $26,8^{+1,6}_{-1,7}$  событий и 33 электронных антинейтрино, для которых фон составил  $14,0^{+0,9}_{-1,0}$  событий [5]. Результат анализа данных  $\text{NO}\nu\text{A}$  показан на рис.3. Как видно из этого рисунка, в эксперименте пока не наблюдается асимметрии между вероятностями осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  и, следовательно, не получено какого-либо значимого указания на CP-нарушение и отличия от 0 или  $\pi$  фазы  $\delta_{\text{CP}}$  в случае нормальной иерархии масс. Для инверсной иерархии результат  $\text{NO}\nu\text{A}$  указывает на максимальное CP-нарушение. Таким образом, наблюдается расхождение в результатах по поиску CP-нарушения (пока с невысокой статистической значимостью) T2K и  $\text{NO}\nu\text{A}$  для нормальной иерархии масс, которую предпочитают оба эксперимента. Если же все-таки в природе реализуется инверсная иерархия, то результаты прекрасно согласуются между собой, и оба эксперимента указывают на максимальное CP-нарушение.

Следует особо отметить, что «атмосферные параметры»  $\Delta m_{32}^2$  и  $\sin^2 \theta_{23}$ , измеренные в T2K и  $\text{NO}\nu\text{A}$ , находятся в хорошем согласии

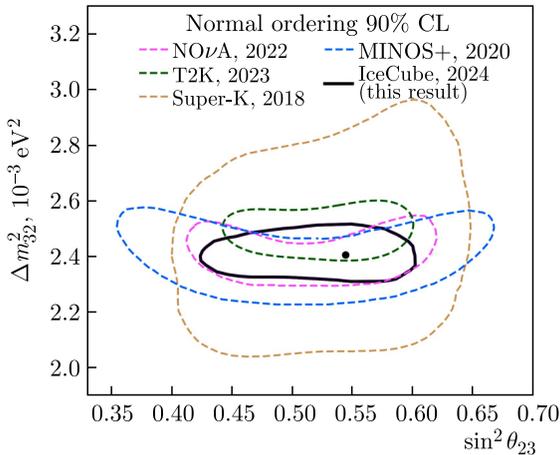


Рис. 4. Контурсы, показывающие 90%-е доверительные интервалы параметров  $\Delta m_{32}^2$  и  $\sin^2 \theta_{23}$  для нормальной иерархии масс [6]. Приведены результаты экспериментов IceCube (DeepCore), T2K,  $\text{NO}\nu\text{A}$ , Super-Kamiokande и MINOS. Черный кружок показывает наилучшие значения параметров, полученные на основе анализа результатов всех экспериментов

между собой и с другими экспериментами, как видно на рис. 4. Это подтверждает хорошее качество данных T2K и NO $\nu$ A и надежность полученных результатов. Оба эксперимента в самом благоприятном случае максимального CP-нарушения могут обнаружить это явление со статистической значимостью около  $3\sigma$ . Дальнейшие перспективы связаны с двумя готовящимися ускорительными экспериментами с длинной базой Hyper-Kamiokande (Япония) и DUNE (США). В этих проектах планируется создание гигантских нейтринных детекторов, которые будут размещаться глубоко под землей в искусственно созданных подземных шахтах.

**Hyper-Kamiokande.** Проект Hyper-Kamiokande будет иметь одинаковую с T2K пролетную базу 295 км и использовать off-axis пучок нейтрино из J-PARC с аналогичными параметрами. Мощность протонного пучка планируется повысить до  $\sim 1,3$  МВт к 2027 г. В этом эксперименте нейтринный пучок, который вблизи мишени измеряется и контролируется с помощью модернизированного ближнего детектора ND280 [7], будет направлен в новый гигантский водный черенковский детектор Hyper-Kamiokande массой 260 кт (рис. 5). Детектор Hyper-Kamiokande — это танк диаметром 68 м и высотой 71 м, который будет установлен в шахте на глубине около 600 м от поверхности земли и заполнен сверхчистой водой. Внутренний объем (внутренний детектор) массой 217 кт просматривается 20 000 фотоумножителей диаметром 50 см, которые регистрируют черенковский свет от заряженных частиц. Активная (фоточувствительная) часть внешней поверхности внутреннего детектора составляет около 20%. Внешний сегмент Hyper-Kamiokande (внешний детектор) [8] толщиной 1 м в области барреля и 2 м в верхней и нижней областях детектора просматривается 3600 фоточувствительными детекторами, состоящими из фотоумножителей и спектросмещающих пластин. В настоящее время планируется закончить создание Hyper-Kamiokande к середине 2027 г. и начать набор статистики в конце 2027 г.

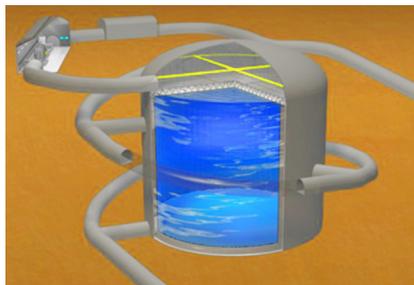


Рис. 5. Общий вид детектора Hyper-Kamiokande

Ожидается, что за 10 лет набора статистики с пучками мюонных нейтрино и антинейтрино в соотношении  $1 : 3$  будет зарегистрировано около 1600 событий  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и около 1100 событий  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ . Чувствительность к CP-нарушению, которая может быть достигнута Hyper-Kamiokande в случае нормальной иерархии масс с учетом возможных систематических погрешностей, показана на рис. 6.

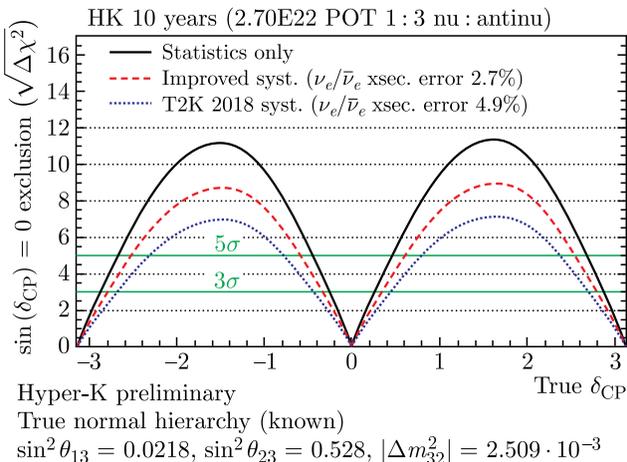


Рис. 6. Статистическая значимость исключения CP-сохранения, ожидаемая в эксперименте Hyper-Kamiokande после 10 лет набора статистики. Показана чувствительность эксперимента для случаев систематических погрешностей 0% (только статистическая ошибка), 2,7 и 4,9%. Соотношение времен набора статистики с пучком нейтрино и антинейтрино равно 1 : 3. Предполагается, что иерархия масс нейтрино определена и является нормальной [9]

**Эксперимент DUNE.** В этом эксперименте будет использоваться осевой интенсивный нейтринный пучок из Fermilab с энергией 2–4 ГэВ. Дальним нейтринным детектором будут служить четыре времяпроекционные камеры размером  $13 \times 12 \times 58$  м каждая, помещенные в индивидуальные криостаты, заполненные жидким аргоном, которые обеспечивают температуру около  $-186^\circ\text{C}$ . Общая масса четырех детекторов будет составлять  $4 \times 17 = 68$  кт, а активная (fiducial), в которой регистрируются полезные события, 40 кт. Детекторы нейтрино будут расположены в подземной лаборатории Хоумстейк в Южной Дакоте, на глубине около 1,5 км, на расстоянии 1300 км от источника нейтрино. Большая подземная лаборатория создается на основе шахты, в которой был выполнен хлорный эксперимент с солнечными нейтрино Р. Дэвиса. Первая фаза эксперимента включает в себя создание двух модулей дальнего детектора общей массой 34 кт и достижение мощности протонного пучка 1,2 МВт. Предполагается набирать статистику в такой конфигурации в течение около 6 лет. Затем мощность пучка будет поднята до 2,4 МВт, и будут установлены и запущены в работу еще два модуля. Таким образом, общая масса дальнего детектора достигнет запланированных 68 кт. Одновременно должен начать функционировать в полном объеме ближний нейтринный детектор.

Ожидаемая чувствительность DUNE к CP-нарушению в зависимости от времени набора статистики показана на рис. 7.

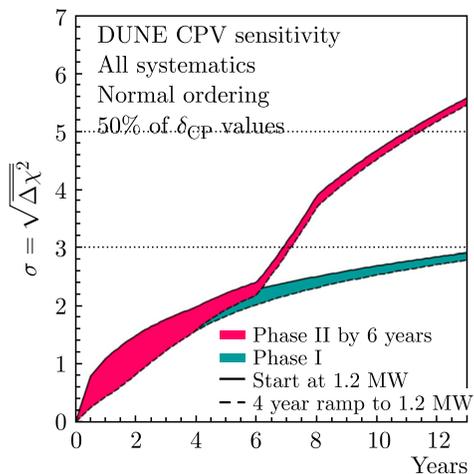


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Чувствительность к CP-нарушению для 50%-го интервала возможных значений  $\delta_{CP}$  в первой фазе эксперимента (зеленая полоса), а также во второй фазе (красная полоса) [10]. Нижние границы полос соответствуют чувствительности в случае, если для достижения мощности 1,2 МВт потребуется 4 года

Прямое определение иерархии масс нейтрино планируется в реакторном эксперименте JUNO (Китай) [11]. В этом эксперименте, который использует жидкий сцинтилляционный детектор нейтрино массой 20 кт, среднее расстояние от детектора до нескольких реакторов суммарной мощностью  $\sim 36$  ГВт составляет около 53 км. При такой базе реакторного эксперимента в спектре зарегистрированных антинейтрино, энергия значительной части которых приходится на осцилляционный максимум, характерный для «солнечных» осцилляционных параметров, возникают зависящие от иерархии масс модуляции, связанные с «атмосферными» параметрами. Если в детекторе JUNO удастся получить очень хорошее энергетическое разрешение  $\sim 3\%$  при энергии  $\sim 1$  МэВ и нелинейность энергетической шкалы будет лучше 1%, то ожидается, что после набора статистики в течение 6 лет удастся различить нормальную и инверсную иерархии масс нейтрино на уровне статистической значимости 3–4 $\sigma$ .

## ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРИНО

В настоящее время определение массы нейтрино возможно в работах, ведущихся по трем направлениям. Это измерение энергетического спектра электронов вблизи верхней границы бета-распада, позволяющее получить модельно-независимую величину массы нейтрино. Масса нейтрино также может быть определена из измерения периода полураспада безнейтринного бета-распада (в случае его открытия, если нейтрино —

майорановская частица). В этом случае для извлечения массы нейтрино будут использоваться величины ядерного матричного элемента, полученные с использованием различных моделей. Третья возможность — это космологические данные, базирующиеся на стандартной космологической модели, основу которой составляет базовая модель  $\Lambda$ CDM, которая хорошо согласуется с известными экспериментальными данными. Этот подход позволяет определить суммарную массу трех активных нейтрино. Ниже будут представлены результаты, полученные в этих направлениях.

**Измерение массы нейтрино в бета-распаде трития.** Для определения величины массы электронного антинейтрино используются измерения энергетического спектра электронов вблизи верхней границы в распаде трития



В этом процессе нейтрон превращается в протон и испускаются электрон и электронное антинейтрино. Период полураспада трития составляет 12,3 года. Верхняя граница спектра электронов  $Q_\beta$  определяется как

$$Q_\beta = M_i - M_f - m_e, \quad (3)$$

где  $M_i$  и  $M_f$  — массы начального и конечного ядра соответственно. Величина  $Q_\beta$  является максимальной энергией электрона, если масса нейтрино равна 0. В случае трития

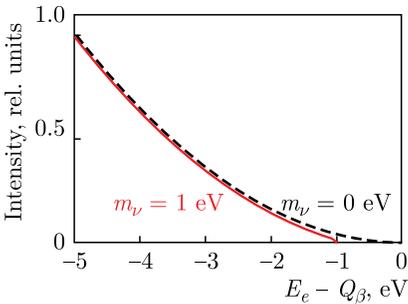


Рис. 8. Спектр электронов из бета-распада трития вблизи граничной энергии. Штриховая кривая показывает спектр для массы нейтрино, равной 0 эВ. Спектр электронов в случае  $m_\nu = 1$  эВ представлен сплошной кривой

в измерениях с использованием так называемой техники МАС-Е фильтра (электростатического фильтра с коллимацией магнитным адиабатическим полем). Пионерские работы с применением этой техники были выполнены в 1990-е гг. в эксперименте «Троицк-ньюмасс» и эксперименте в Майнце. В результате длительных измерений

$Q_\beta = 18,59$  кэВ, что является одной из самых маленьких величин из всех бета-распадов. Чувствительной к массе нейтрино является часть спектра, близкая к граничной энергии  $Q_\beta$ . Для проведения измерений с хорошей чувствительностью к массе нейтрино требуется интенсивный источник трития, так как с энергиями электрона на 1 эВ ниже  $Q_\beta$  происходит всего  $\sim 2 \cdot 10^{-13}$  распадов от их общего числа. Спектры электронов вблизи верхней границы спектра для двух значений массы 0 и 1 эВ показаны на рис. 8.

Наилучшая чувствительность к массе нейтрино была получена так называемой техникой МАС-Е фильтра (электростатического фильтра с коллимацией магнитным адиабатическим полем). Пионерские работы с применением этой техники были выполнены в 1990-е гг. в эксперименте «Троицк-ньюмасс» и эксперименте в Майнце. В результате длительных измерений

в эксперименте «Троицк-ньюмасс» был получен верхний предел на массу нейтрино [12]

$$m_\nu < 2,05 \text{ эВ} \quad (95\% \text{ CL}). \quad (4)$$

В эксперименте в Майнце окончательный результат, верхний предел на массу нейтрино, составил  $m_\nu < 2,3$  эВ (95%-й доверительный интервал) [13]. В настоящее время измерение массы нейтрино проводится в эксперименте KATRIN (Германия), который ставит своей целью достижение чувствительности к массе нейтрино 0,2 эВ (90%-й доверительный интервал). Схематическое изображение установки показано на рис. 9.

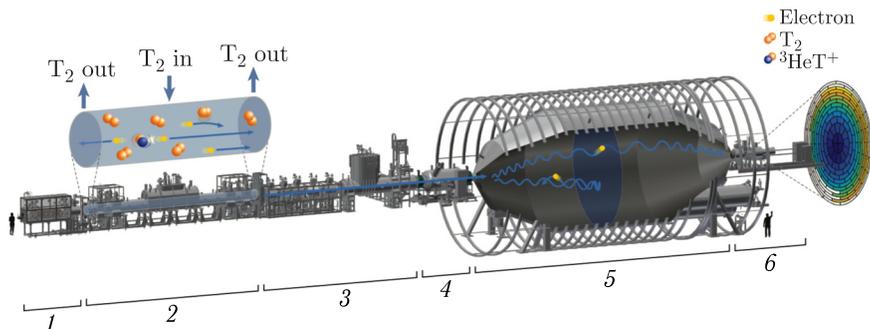


Рис. 9. Схематическое изображение экспериментальной установки KATRIN. Общая длина установки составляет 70 м, диаметр основного спектрометра 9,8 м. Основные компоненты: 1 — система калибровки; 2 — газообразный тритиевый источник; 3 — секции дифференциальной и криогенной откачки; 4 — преспектрометр; 5 — основной спектрометр; 6 — детекторная система на основе кремниевых диодов  $p-i-n$

Принцип эксперимента KATRIN аналогичен рассмотренному выше эксперименту «Троицк-ньюмасс». Молекулы трития распадаются в источнике в сильном магнитном поле, электроны бета-распада транспортируются вдоль магнитных линий к двум интегральным электромагнитным спектрометрам для энергетического анализа. Преспектрометр не пропускает к основному спектрометру низкоэнергетичную часть бета-спектра. Высокоэнергетичные электроны проходят через электростатический барьер к сегментированному микропиксельному кремниевому детектору общей активной площадью около  $65 \text{ см}^2$ . Энергетический порог определяется потенциалом поля основного спектрометра, который меняется, чтобы получить форму интегрального спектра зарегистрированных детектором электронов. Используя статистику, набранную с источником трития активностью  $2,45 \cdot 10^{10}$  Бк на протяжении четырех недель в 2019 г., KATRIN получил величину  $m_\nu^2 = -1,0_{-1,1}^{+0,9}$  эВ<sup>2</sup> и установил новое ограничение на массу нейтрино  $m_\nu < 1,1$  эВ (90%-й доверительный интервал) [14]. К настоящему времени набранная статистика увеличе-

на в 6 раз, и коллаборация планирует опубликовать новый результат. KATRIN продолжит набор статистики до 2026 г. и планирует достичь чувствительности к массе нейтрино 0,2 эВ. Затем KATRIN будет проводить измерения бета-спектра в интервале энергии до 90 эВ ниже граничной энергии для поиска стерильных нейтрино с  $\Delta m_{41}^2 = 0,3\text{--}10^3 \text{ эВ}^2$  и минимальным углом смешивания  $\sim 10^{-2}$  для  $\Delta m_{41}^2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}^2$  [15].

Новый метод измерения массы электронного нейтрино реализуется в эксперименте Project-8, в котором энергия электронов определяется за счет измерения циклотронного излучения электрона при его вращении в сильном магнитном поле [16]. Коллаборация подтвердила экспериментально возможность реализации этого метода и получила первое ограничение на массу нейтрино  $m_\nu < 152 \text{ эВ}$  (90 % CL) [17]. Ожидается, что этот метод в дальнейшем позволит достичь чувствительности к массе нейтрино около 40 мэВ.

### Ограничение на массу нейтрино из космологических данных.

Реликтовые нерелятивистские нейтрино с ненулевой массой покоя могут дать значительный вклад в плотность энергии Вселенной, так как плотность энергии этих нейтрино пропорциональна их массе. В природе может быть реализована как нормальная иерархия, так и инверсная иерархия масс нейтрино. Наибольшую чувствительность космологические данные имеют к сумме масс нейтрино  $\sum m_i$ , зависимость которой от самого легкого нейтрино  $m_{\text{light}}$  ( $m_1$  или  $m_3$ ) для обеих иерархий может быть получена с использованием осцилляционных данных, а именно, значения разностей квадратов масс  $\Delta m_{21}^2$  и  $|\Delta m_{31}^2|$ . Нормальная иерархия масс:

$$\sum m_i^{\text{NH}} = m_{\text{light}} + \sqrt{m_{\text{light}}^2 + \Delta m_{21}^2} + \sqrt{m_{\text{light}}^2 + |\Delta m_{31}^2|}. \quad (5)$$

Инверсная иерархия масс:

$$\sum m_i^{\text{IH}} = m_{\text{light}} + \sqrt{m_{\text{light}}^2 + |\Delta m_{31}^2|} + \sqrt{m_{\text{light}}^2 + |\Delta m_{31}^2| + \Delta m_{21}^2}. \quad (6)$$

В случае нормальной иерархии масс  $m_{\text{light}} = m_1$ , а в случае инверсной иерархии масс  $m_{\text{light}} = m_3$ . Зависимость суммы масс нейтрино от массы самого легкого нейтрино показана на рис. 10. Как показано на этом рисунке, наиболее сильные ограничения, соответствующие  $\sum m_i < 0,12 \text{ эВ}$  (95 % CL), получены в стандартной космологической модели  $\Lambda\text{CDM}$  при комбинации всех космологических данных [18]. Включение в анализ данных, полученных в последнее время, позволило получить ограничение на сумму масс нейтрино  $\sum m_i < 0,09 \text{ эВ}$  (95 % CL) [19]. Таким образом, чувствительность анализа (модельно-зависимого) космологических данных уже позволяет достичь области инверсной иерархии масс. Ожидается, что данные, полученные в Европейской космической обсерватории «Евклид», позволят достичь чувствительности 0,01–0,02 эВ к сумме масс

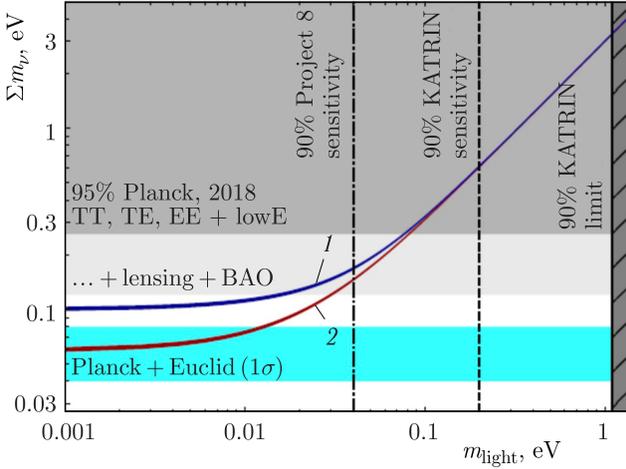


Рис. 10 (цветной в электронной версии). Зависимость суммы масс нейтрино от величины массы самого легкого массового состояния нейтрино  $m_{\text{light}}$  для нормальной (кривая синего цвета, 1) и инверсной (кривая красного цвета, 2) иерархии масс

и протестировать с хорошей чувствительностью инверсную иерархию масс нейтрино.

## БЕЗНЕЙТРИННЫЙ ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД

Безнейтринный двойной бета-распад ( $0\nu 2\beta$ )

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (7)$$

и

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^+ \quad (8)$$

запрещен в Стандартной модели, однако возможен, если нейтрино являются массивными майорановскими частицами. В случае безнейтринного двойного бета-распада полное лептонное число нарушается на 2 единицы  $\Delta L = 2$ . Если  $0\nu 2\beta$ -распад происходит в основном за счет обмена легкими майорановскими нейтрино, то амплитуда распада пропорциональна эффективной массе нейтрино  $m_{\beta\beta}$ :

$$A_{0\nu 2\beta} \propto m_{\beta\beta} = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right|, \quad (9)$$

где  $U_{ei}$  — элементы унитарной матрицы смешивания нейтрино. Обратный период полураспада для  $0\nu 2\beta$ -распада в ядре определяется следующим

выражением:

$$[T_{1/2}^{0\nu 2\beta}]^{-1} = G_{0\nu}(Q, Z) |M^{0\nu}|^2 \frac{|m_{\beta\beta}|^2}{m_e^2}, \quad (10)$$

где  $G_{0\nu}(Q, Z)$  — фактор фазового объема для испускания двух электронов, который зависит от энергии  $Q$ , выделяющейся в распаде, и атомного номера  $Z$  распадающегося изотопа;  $M^{0\nu}$  — ядерный матричный элемент процесса;  $m_{\beta\beta}$  — эффективная масса нейтрино (майорановская масса) и  $m_e$  — масса электрона. Из измеренного экспериментального предела на период полураспада получается ограничение на  $m_{\beta\beta}$ :

$$m_{\beta\beta} \leq \frac{m_e}{M^{0\nu} \sqrt{G_{0\nu}(Q, Z) T_{1/2}^{0\nu 2\beta}}}. \quad (11)$$

Величина ядерного матричного элемента  $M^{0\nu}$ , который определяет скорость распада, является ключевым фактором для интерпретации полученных результатов и извлечения эффективной майорановской массы и других параметров  $0\nu 2\beta$ -распада. Вычисление  $M^{0\nu}$  представляет собой трудную задачу, поскольку в расчетах должны быть учтены основные и многие возбужденные состояния ядер со сложной ядерной структурой. В последние годы надежность вычислений была существенно улучшена, однако величины  $M^{0\nu}$ , полученные в различных моделях для одного и того же ядра, отличаются в 2–3 раза.

Наиболее существенный прогресс в поисках  $0\nu 2\beta$ -распада был достигнут в эксперименте KamLAND-Zen [20, 21]. Детектор KamLAND-Zen представляет собой жидкий сцинтиллятор, в котором растворено 734 кг обогащенного ксенона-136. После анализа данных, набранных в экспозиции  $^{136}\text{Xe}$  970 кг · год, что соответствовало 15 мес набора статистики, в эксперименте был получен предел  $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 2,3 \cdot 10^{26}$  лет (90% CL). Этот предел позволяет установить ограничение на эффективную массу  $m_{\beta\beta} < 36\text{--}156$  мэВ. Значительный разброс определяется значениями матричного элемента, получаемого в различных моделях. Тем не менее следует особо подчеркнуть, что в этом эксперименте уже достигнута чувствительность, позволяющая тестировать инверсную иерархию масс нейтрино в области 50 мэВ.

Также важный результат получен в эксперименте GERDA, в котором поиск  $0\nu 2\beta$ -распада проводился в изотопе  $^{76}\text{Ge}$ . Детектор представлял собой сборку из германиевых детекторов массой 40 кг, обогащенных  $^{76}\text{Ge}$  до 87% и помещенных в жидкий аргон, который выполнял функции вето-системы за счет регистрации сцинтилляционного света от фоновых частиц и одновременно служил дополнительной защитой от внешнего фона. В результате длительного набора статистики (экспозиция составила около 130 кг · год) был получен предел  $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 1,8 \cdot 10^{26}$  лет (90% CL) при отсутствии фона в области  $Q_{\beta\beta}$ , что позволило получить ограниче-

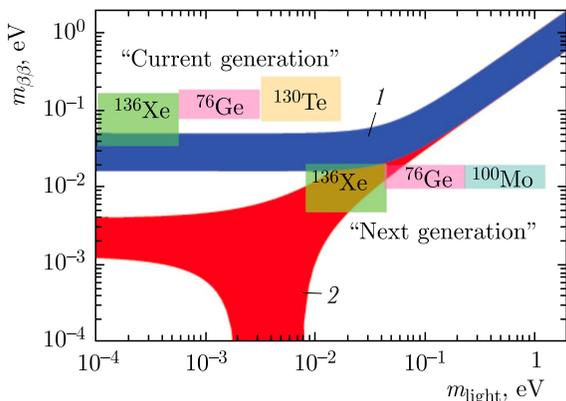


Рис. 11 (цветной в электронной версии). Зависимость эффективной майорановской массы нейтрино  $m_{\beta\beta}$  от массы самого легкого нейтрино. Инверсная иерархия масс показана синим цветом (1), нормальная иерархия — красным цветом (2). Показаны лучшие экспериментальные ограничения на эффективную массу, полученные в настоящее время, и ожидаемая чувствительность планируемых экспериментов следующего поколения для изотопов  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{76}\text{Ge}$  и  $^{100}\text{Mo}$

ние на эффективную массу  $m_{\beta\beta} < 79\text{--}180$  мэВ (90% CL) [22]. Полученная в экспериментах чувствительность к  $m_{\beta\beta}$  показана на рис. 11.

В экспериментах следующего поколения будут использоваться детекторы большей массы, базирующиеся на следующих технологиях: Гедетекторы, детекторы на основе газообразного и жидкого ксенона, тепловые детекторы (болометры), сцинтилляционные детекторы. Создание установки с массой германиевых детекторов  $\sim 1$  т и измерение периода полураспада  $^{76}\text{Ge}$  с чувствительностью  $\sim 10^{28}$  лет в бесфоновом режиме является основной целью коллаборации LEGEND [23]. Эксперимент nEXO [24], который является расширением эксперимента EXO, будет иметь массу 5 т обогащенного до 90%  $^{136}\text{Xe}$  и планирует достичь чувствительности к  $m_{\beta\beta}$  6–18 мэВ. Перспективным направлением является использование в эксперименте CUPID болометров на основе кристалла  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ , который содержит изотоп  $^{100}\text{Mo}$  с  $Q_{\beta\beta} = 3034$  кэВ. Если в этом эксперименте удастся снизить фон до уровня  $10^{-5}$  событий/(кэВ · кг · год) и увеличить массу  $^{100}\text{Mo}$  до 1000 кг, то при достижении этих параметров может быть достигнута чувствительность  $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \sim 9,2 \cdot 10^{27}$  лет (90% CL), что соответствует чувствительности к эффективной массе 4,1–6,8 мэВ.

## СТЕРИЛЬНЫЕ НЕЙТРИНО

Параметры нейтрино, измеренные в осцилляционных экспериментах, описываются, как было рассмотрено выше, в рамках схемы с тремя активными нейтрино. Однако существуют несколько экспериментальных

результатов, так называемые «нейтринные аномалии», которые не укладываются в эту схему и требуют введения новых частиц и теоретических моделей для их объяснения. Это результат эксперимента LSND [25], который в эксперименте с короткой базой с мюонными антинейтрино (расстояние от мишени 30 м) в Лос-Аламосе обнаружил превышение числа событий, идентифицированных как электронные нейтрино, над ожидаемым фоном. Общепринятым объяснением этого эффекта является переход мюонных нейтрино в электронные с параметрами смешивания  $\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 0,003$  и разностью квадратов масс  $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ . Такое объяснение приводит к появлению еще одного нейтрино, «стерильного», с массой около 1 эВ.

Полученный результат окончательно был интерпретирован как эффект осцилляций  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  с  $0,2 \leq \Delta m^2 \leq 1,0 \text{ эВ}^2$  и  $2 \times 10^{-3} < \sin^2 2\theta_{\mu e} < 4 \cdot 10^{-2}$  со статистической значимостью  $3,8\sigma$ . В эксперименте с короткой базой MiniBooNE (Fermilab), основной целью которого была проверка результата LSND, также наблюдался избыток электронных нейтрино (антинейтрино) в пучке мюонных нейтрино (антинейтрино). После комбинации результатов измерений с нейтрино и антинейтрино статистическая значимость суммарного эффекта для измерений с пучками нейтрино и антинейтрино, т.е. избытка событий над ожидаемым фоном, составила  $4,8\sigma$  [26]. Таким образом, результаты обоих экспериментов довольно хорошо согласуются между собой.

Еще к одному неожиданному результату привели измерения с интенсивными искусственными радиоактивными источниками  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$ , помещенными внутрь галлиевых нейтринных мишеней в экспериментах SAGE [27, 28] и GALLEX/GNO [29]. Величины отношений измеренного числа событий к предсказанному в отсутствие осцилляции в стерильное нейтрино для четырех измерений оказались меньше 1. Полученная средняя величина отношения  $R = 0,88 \pm 0,05$  показывает, что число зарегистрированных нейтринных событий меньше числа ожидаемых на  $2,5\sigma$ . В 2019 г. новое измерение с радиоактивным источником  $^{51}\text{Cr}$  было проведено в эксперименте BEST [30]. Галлиевая мишень была разделена на 2 зоны: внутренний сферический объем диаметром 133,5 см, который был заполнен галлием массой около 7,5 т, и внешний цилиндрический объем с массой галлия около 40 т. Интенсивность источника нейтрино составляла 3,41 МКи. В результате отношение измеренной скорости образования изотопа  $^{71}\text{Ge}$  к ожидаемой в отсутствие осцилляции в стерильное нейтрино составило  $0,79 \pm 0,05$  для внутреннего объема и  $0,77 \pm 0,05$  для внешнего объема. Таким образом, наблюдаемый ранее дефицит нейтрино при измерениях с искусственными источниками нейтрино был подтвержден в эксперименте BEST. Полученный результат допускает различные трактовки, включая переход в стерильное нейтрино.

Следует также упомянуть так называемую «реакторную аномалию» — расхождение на 5–6 % между измеренным и теоретическим потоком

нейтрино в реакторных экспериментах с короткой базой, в которых расстояние от детектора до активной зоны реактора было менее 100 м [31]. Указание на существование четвертого состояния нейтрино с параметрами  $\Delta m^2 \simeq 7,3 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14} = 0,36$  также было получено в реакторном эксперименте с короткой базой «Нейтрино-4» [32].

Вместе с тем многие эксперименты не подтверждают эти аномалии. Комбинация данных ускорительного эксперимента MINOS и реакторных экспериментов Daya Bay и Bugey-3, а также результаты эксперимента IceCube на уровне доверительной вероятности 90% исключают область параметров стерильного нейтрино, полученную в LSND и MiniBooNE. Значительная область параметров, полученных в экспериментах BEST и «Нейтрино-4», исключена в реакторных экспериментах DANSS, NEOS, PROSPECT, STEREO и в эксперименте KATRIN. Противоречивая ситуация со стерильными нейтрино детально рассмотрена в ряде работ, например, в публикациях [33, 34]. Несмотря на большое количество экспериментов и полученных данных, пока не представляется возможным сделать однозначный вывод о подтверждении или закрытии темы представленных выше «аномалий». Экспериментальная картина выглядит довольно противоречивой, и разрешение противоречий между положительными и отрицательными результатами будет одним из важных направлений в экспериментах на ускорителях, реакторах и с искусственными источниками нейтрино, и основной целью является чувствительный поиск легких стерильных нейтрино. Обнаружение легких стерильных нейтрино открыло бы абсолютно новую богатую область физики элементарных частиц, выходящую далеко за рамки Стандартной модели и нейтринной физики с тремя активными массивными нейтрино. Можно ожидать, что большое количество текущих и планируемых экспериментов с различными источниками нейтрино в конечном итоге окончательно решит эту задачу в ближайшие 5–10 лет.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование свойств нейтрино — это изучение физики за рамками Стандартной модели. В настоящее время нет понимания механизма образования масс нейтрино, смешивания нейтрино, природы нейтрино. Фундаментальный вопрос: существуют ли стерильные нейтрино? Можно ожидать, что текущие и планируемые эксперименты в ближайшее время получат новую информацию, которая позволит приблизиться к решению этих проблем. В то же время могут возникнуть новые проблемы, аномалии, загадки, на которые так богата нейтринная физика.

**Благодарности.** Автор считает своим приятным долгом выразить признательность членам коллабораций T2K и Hyper-Kamiokande за многочисленные обсуждения и полезные советы.

**Финансовая поддержка.** Финансовая поддержка работы осуществлялась в рамках гранта Российского национального фонда № 24-12-00271.

**Конфликт интересов.** Автор подтверждает (декларирует), что конфликта интересов нет.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abe K. et al. (T2K Collab.). The T2K Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 659. P. 106–135; arXiv:1106.1238 [physics.ins-det].
2. Abe K. et al. (T2K Collab.). Measurements of Neutrino Oscillation Parameters from the T2K Experiment Using  $3.6 \cdot 10^{21}$  Protons on Target // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83, No. 9. P. 782; arXiv:2303.03222.
3. Abe K. et al. (T2K, Super-Kamiokande Collabs.). First Joint Oscillation Analysis of Super-Kamiokande Atmospheric and T2K Accelerator Neutrino Data. arXiv:2405.12488. 2024.
4. Ayres D.S. et al. (NO $\nu$ A Collab.). NO $\nu$ A: Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$  Oscillations in the NuMI Beamline. arXiv:hep-ex/0503053. 2004.
5. Acero M.A. et al. (NO $\nu$ A Collab.). Improved Measurement of Neutrino Oscillation Parameters by the NO $\nu$ A Experiment // Phys. Rev. D. 2022. V. 106, No. 3. P. 032004; arXiv:2108.08219.
6. Abbasi R. et al. (IceCube Collab.). Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters Using Convolutional Neural Networks with 9.3 Years of Data in IceCube DeepCore. arXiv:2405.02163. 2024.
7. Abe K. et al. (T2K Collab.). T2K ND280 Upgrade. Technical Design Report. arXiv:1901.03750. 2019.
8. Kudenko Y., Khotjantsev A., Mineev O., Yershov N. Development and Tests of WLS Plates for Outer Detector of Hyper-Kamiokande // Nucl. Instr. Meth. A. 2023. V. 1045. P. 167543.
9. Abe K. et al. (Hyper-Kamiokande Collab.). Hyper-Kamiokande Design Report. arXiv:1805.04163. 2018.
10. Abed Abud A. et al. (DUNE Collab.). Snowmass Neutrino Frontier: DUNE Physics Summary. arXiv:2203.06100. 2022.
11. An F. et al. (JUNO Collab.). Neutrino Physics with JUNO // J. Phys. G. 2016. V. 43, No. 3. P. 030401; arXiv:1507.05613.
12. Aseev V.N. et al. (Troitsk Collab.). An Upper Limit on Electron Antineutrino Mass from Troitsk Experiment // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 112003; arXiv:1108.5034 [hep-ex].
13. Kraus C. et al. Final Results from Phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium Beta Decay // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 40. P. 447–468; arXiv:hep-ex/0412056.
14. Aker M. et al. (KATRIN Collab.). Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123, No. 22. P. 221802; arXiv:1909.06048.

15. *Lokhov A., Mertens S., Parno D.S., Schlösser M., Valerius K.* Probing the Neutrino-Mass Scale with the KATRIN Experiment // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2022. V. 72. P. 259–282.
16. *Ashtari Esfahani A. et al. (Project 8 Collab.)*. Determining the Neutrino Mass with Cyclotron Radiation Emission Spectroscopy. Project 8 // *J. Phys. G.* 2017. V. 44, No. 5. P. 054004; arXiv:1703.02037.
17. *Ashtari Esfahani A. et al. (Project 8 Collab.)*. Tritium Beta Spectrum Measurement and Neutrino Mass Limit from Cyclotron Radiation Emission Spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* 2023. V. 131, No. 10. P. 102502; arXiv:2212.05048.
18. *Aghanim N. et al. (Planck Collab.)*. Planck 2018 Results. VI. Cosmological Parameters // *Astron. Astrophys.* 2020. V. 641. P. A6; Erratum // *Astron. Astrophys.* 2021. V. 652. P. C4; arXiv:1807.06209.
19. *Di Valentino E., Gariazzo S., Mena O.* Most Constraining Cosmological Neutrino Mass Bounds // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 104, No. 8. P. 083504; arXiv:2106.15267.
20. *Gando A. et al. (KamLAND-Zen Collab.)*. Search for Majorana Neutrinos near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117, No. 8. P. 082503; Addendum // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117, No. 10. P. 109903; arXiv:1605.02889.
21. *Abe S. et al. (KamLAND-Zen Collab.)*. Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen // *Phys. Rev. Lett.* 2023. V. 130, No. 5. P. 051801; arXiv:2203.02139.
22. *Agostini M. et al. (GERDA Collab.)*. Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- $\beta$  Decay // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125, No. 25. P. 252502; arXiv:2009.06079.
23. *Abgrall N. et al. (LEGEND Collab.)*. The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double Beta Decay (LEGEND) // *AIP Conf. Proc.* 2017. V. 1894, No. 1. P. 020027; arXiv:1709.01980.
24. *Albert J.B. et al. (nEXO Collab.)*. Sensitivity and Discovery Potential of nEXO to Neutrinoless Double Beta Decay // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 97, No. 6. P. 065503; arXiv:1710.05075.
25. *Athanassopoulos C. et al. (LSND Collab.)*. Evidence for Anti-Muon–Neutrino  $\rightarrow$  Anti-Electron–Neutrino Oscillations from the LSND Experiment at LAMPF // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 3082–3085; arXiv:nucl-ex/9605003.
26. *Aguilar-Arevalo A.A. et al. (MiniBooNE Collab.)*. Significant Excess of ElectronLike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121, No. 22. P. 221801; arXiv:1805.12028.
27. *Gavrin V.N.* The Russian–American Gallium Experiment SAGE // *Phys. Usp.* 2011. V. 54. P. 941–949; *Usp. Fiz. Nauk.* 2011. V. 181. P. 975.
28. *Abdurashitov J.N. et al. (SAGE Collab.)*. Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate with Gallium Metal. III: Results for the 2002–2007 Data-Taking Period // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 015807; arXiv:0901.2200 [nucl-ex].
29. *Altmann M. et al. (GNO Collab.)*. Complete Results for Five Years of GNO Solar Neutrino Observations // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 616. P. 174–190; arXiv:hep-ex/0504037.
30. *Barinov V.V. et al.* Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST) // *Phys. Rev. Lett.* 2022. V. 128, No. 23. P. 232501; arXiv:2109.11482.

31. *Mention G., Fechner M., Lasserre T., Mueller T.A., Lhuillier D., Cribier M., Letourneau A.* The Reactor Antineutrino Anomaly // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 073006; arXiv:1101.2755 [hep-ex].
32. *Serebrov A.P. et al.* Search for Sterile Neutrinos with the Neutrino-4 Experiment and Measurement Results // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 104, No. 3. P. 032003; arXiv:2005.05301.
33. *Dentler M., Hernández-Cabezudo A., Kopp J., Machado P.A.N., Maltoni M., Martínez-Soler I., Schwetz T.* Updated Global Analysis of Neutrino Oscillations in the Presence of eV-Scale Sterile Neutrinos // *J. High Energy Phys.* 2018. V. 08. P. 010; arXiv:1803.10661.
34. *Awe C. et al. (CHANDLER, CONNIE, CONUS, Daya Bay, JUNO, MTAS, NEOS, NuLat, PROSPECT, RENO, Ricochet, ROADSTR Near-Field Working Group, SoLid, Stereo, Valencia–Nantes TAGS, vIOLETA, WATCHMAN Collabs.).* High Energy Physics Opportunities Using Reactor Antineutrinos. arXiv:2203.07214. 2022.