

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТА ЭКСПЕРИМЕНТА НЕЙТРИНО-4 СОВМЕСТНО С ДРУГИМИ ЭКСПЕРИМЕНТАМИ ПО ПОИСКУ СТЕРИЛЬНОГО НЕЙТРИНО В РАМКАХ НЕЙТРИННОЙ МОДЕЛИ 3+1

*А. П. Серебров**, *Р. М. Самойлов*, *М. Е. Чайковский*

*НИЦ «Курчатовский институт» —
Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

Поступила в редакцию 19 февраля 2022 г.,
после переработки 19 апреля 2023 г.
Принята к публикации 23 апреля 2023 г.

Проанализировано соответствие результатов, полученных в эксперименте Нейтрино-4 с результатами экспериментов NEOS, DANSS, STEREO, PROSPECT на реакторах, экспериментов MiniBooNE, LSND, MicroBooNE на ускорителях, эксперимента IceCube и эксперимента BEST с нейтринным источником ^{51}Cr . Обсуждается согласие результатов эксперимента Нейтрино-4, эксперимента BEST и галлиевой аномалии по углу смешивания. Обсуждается разногласие между результатами перечисленных выше прямых экспериментов с результатами реакторной аномалии, а также с ограничениями из солнечных и космологических данных. Показано, что результаты, вышеперечисленных прямых ускорительных экспериментов по поиску стерильного нейтрино и эксперимента IceCube не противоречат эксперименту Нейтрино-4 в рамках нейтринной модели 3+1 в пределах 3σ контуров экспериментальных ошибок. Параметры стерильного нейтрино из экспериментов Нейтрино-4 и BEST позволяют сделать оценку на массу стерильного нейтрино $m_4 = (2.70 \pm 0.22)\text{эВ}$ и эффективную массу электронного нейтрино $m_{4\nu_e} = (0.86 \pm 0.21)\text{эВ}$. Приводится матрица модулей параметров смешивания в нейтринной модели 3+1 и схема смешивания.

DOI: 10.31857/S0044451023070064
EDN:GEIMEM

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная Модель включает три безмассовых нейтрино, которые участвуют в слабом взаимодействии. Измерение полного сечения распада нейтрального Z-бозона накладывает ограничение на число активных нейтрино. На данный момент это ограничение составляет $N_\nu = 2.92 \pm 0.05$ из прямых измерений видимой ширины распада Z-бозона ($N_\nu = 2.996 \pm 0.007$ из фитирования данных LEP-SLC) [1]. Экспериментально наблюдаемые осцилляции нейтрино требуют введения ненулевых масс нейтрино и изменения матрицы смешивания. Параметры смешивания трех флейворных состояний стандартной модели определены экспериментально.

Однако, экспериментально наблюдаются аномалии, которые не удается описать в рамках модели смешивания трех массивных нейтрино. Аномалии наблюдались в нескольких ускорительных и реакторных экспериментах: LSND на уровне достоверности 3.8σ [2], MiniBooNE 4.7σ [3], реакторная антинейтринная аномалия (PAA) 3σ [4, 5], а также в экспериментах с радиоактивными источниками GALLEX/GNO и SAGE 3.2σ -галлиевая аномалия (ГА) [6–8]. Существует прямой способ расширить теорию так, чтобы объяснить эти явления — добавление в теорию частиц стерильных нейтрино. Одно из возможных расширений теории, это модель 3+1 с одним стерильным состоянием и одним дополнительным массовым состоянием порядка нескольких eV. Рассмотрение такого нейтрино как составляющую неосновную компоненту темной материи наталкивается на космологические ограничения [9], которые могут быть преодолены за счет расширения космологической модели [10].

* E-mail: serebrov_ap@pnpi.nrcki.ru

Ранее сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 и результатов, приведенных выше работ было выполнено в работе [11] как часть анализа данных эксперимента Нейтрино-4. Данная работа посвящена обсуждению возможности экспериментального подтверждения модели 3+1 на основе последних данных эксперимента Нейтрино-4, которые недавно были опубликованы в работе [12].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА НЕЙТРИНО-4

Эксперимент Нейтрино-4 [12] проводится на реакторе СМ-3 (Дмитровград, Россия). Реакторные нейтринные эксперименты, в которых измеряемый поток нейтрино, сравнивается с рассчитанным теоретическим значением, имеют серьезный недостаток — они зависят от точности расчетов ожидаемого потока и подробной информации об эффективности детектора. Однако в эксперименте Нейтрино-4, благодаря малому размеру активной зоны ($35 \times 42 \times 42 \text{ см}^3$) реактора СМ-3 и высокой мощности в 90 МВт, удается применить метод относительных измерений, используя перемещаемый детектор. В модели смешивания с одним стерильным нейтрино поток реакторных антинейтрино на малых расстояниях зависит от отношения расстояния к энергии согласно выражению (1)

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{14}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_{\bar{\nu}_e} [\text{MeV}]}\right), \quad (1)$$

где $E_{\bar{\nu}_e}$ — энергия антинейтрино в МэВ, L — расстояние в метрах, Δm_{14}^2 — разность между квадратами масс первого и четвертого массовых состояний нейтрино, θ_{14} — угол, параметризующий матрицу смешивания и отвечающий за смешивание электронного нейтрино с четвертым массовым состоянием. Экспериментальная проверка осцилляций вызванных смешиванием с состоянием, имеющим массу порядка нескольких эВ требует измерений потока нейтрино на как можно меньших расстояниях от источника антинейтрино близкого к точечному. Подробное описание детектора Нейтрино-4, подготовки нейтринной лаборатории, измерений фона и схемы процесса набора данных представлено в работе [12]. Здесь мы кратко обозначим метод и результаты прямых наблюдений осцилляций в эксперименте Нейтрино-4.

Измерения потока антинейтрино проводятся путем сравнения сигналов детектора, измеренных при

работающем и остановленном реакторе. Разность этих сигналов это измеряемый поток антинейтрино, а фон космического излучения, который представляет главную проблему для данного измерения, сокращается. Мы используем метод относительных измерений, т.к. один и тот же детектор проводит измерения на разных расстояниях.

Измеренный поток, как функцию от энергии и расстояния до реактора удобно представлять в виде матрицы $N(E_i, L_k)$ [12]. Хорошо известная проблема отличия, рассчитанного и экспериментально наблюдаемого спектров реакторных антинейтрино, наблюдалась и в нашем эксперименте [12]. Существование этой проблемы приводит к необходимости проводить анализ данных так, чтобы устранить влияние рассчитанного спектра. Для того чтобы использовать метод относительных измерений мы составляем отношение согласно уравнению (2). Числителем является измеренное число нейтринных событий, умноженное на квадрат расстояния, а в знаменателе усредненное по всему диапазону длин ожидаемое значение для той же энергии. Преимущество этого выражения в том, что зависимость от энергетического спектра сокращается, как и зависимость от эффективности детектора.

$$R_{ik}^{\text{exp}} = (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2 / K^{-1} \sum_k^K (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2 = \frac{\left\langle S(E) \left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{14}^2 L_k}{E}\right)\right) \right\rangle_i}{K^{-1} \sum_k^K \left\langle S(E) \left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{14}^2 L_k}{E}\right)\right) \right\rangle_i} = R_{ik}^{\text{th}}, \quad (2)$$

$S(E)$ — начальный спектр ^{235}U , $\langle s \rangle$ — интегрирование с функцией энергетического разрешения при $\sigma = 250 \text{ кэВ}$ и интегрирование по бинам. Если суммирование происходит по расстояниям, значительно превышающим длину осцилляций, то знаменатель упрощается:

$$R_{ik}^{\text{th}} \approx \frac{1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27 \Delta m_{14}^2 L_k / E_i)}{1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{14}} \xrightarrow{\theta_{14}=0} 1. \quad (3)$$

Уравнение (3), характеризующее наблюдаемую зависимость, отличается от уравнения (1) только постоянным множителем $1 - (1/2) \sin^2 2\theta_{14}$ в знаменателе. Следовательно, процесс осцилляций может быть напрямую получен из экспериментальных данных, если представлять результат в виде зависимости L/E . Таким образом, мы фиксируем фазу процесса осцилляций для разных энергий. Результат

анализа данных представлен на рис. 1 слева. Период осцилляций для средней энергии антинейтрино 4 MeV составляет 1.4 м, то есть меньше, чем биологическая защита реактора 5 м. Несмотря на это, осцилляционный процесс может наблюдаться при условии использования описанного нами метода. Этот метод фиксированной фазы подобно голографическому методу позволяет восстановить изображение.

Поскольку мы наблюдаем эффект осцилляций, то нужно проверить, что это не может быть ложный аппаратный эффект. Эффект исчезает при выключении реактора. На нижней панели рис. 1 показан результат обработки космического фона, используя тот же метод. Дело в том, что быстрые нейтроны космического фона дают коррелированный сигнал аналогичный коррелированному сигналу при регистрации антинейтрино. Быстрый нейтрон сначала производит первый сигнал, от протона отдачи, рассеиваясь на водороде, и имитирует сигнал от позитрона, а затем захватывается гадолинием, производя второй сигнал. Таким образом, весь процесс регистрации сигналов и обработки данных можно контролировать при измерении сигналов коррелированного фона. Коррелированный фон, создаваемый быстрыми нейтронами, имеет небольшую зависимость от расстояния, так как присутствует неоднородность пассивной защиты детектора бетоном в конструкции здания. В расчете R матрицы для нейтринного сигнала мы вводили поправку на расстояние, а для расчетов фона мы вводим поправку на эту неоднородность космического фона. Зависимость фоновой R матрицы от отношения L/E согласуется с гипотезой отсутствия осцилляций с $\chi^2/DoF = 1.3$, в то время как разногласие с осцилляционной кривой находится на уровне $\chi^2/DoF = 6.1$. А значит, что наблюдаемые осцилляции, это не систематический аппаратный эффект. Затухание осцилляционной кривой связано с конечным энергетическим разрешением детектора.

Наконец, важно отметить, что осцилляционные кривые имеют первый максимум, которых лежит в точке $L = 0$, так как процесс осцилляций начинается от источника нейтрино. На рис. 2 показана достроенная до источника осцилляционная кривая, которая подтверждает, что источником осцилляций является реактор.

Сравнение экспериментальной матрицы и матрицы, полученной в результате МК моделирования, может быть выполнено также методом $\Delta\chi^2$, то есть

с использованием выражения

$$\sum_{i,k} \frac{(R_{ik}^{\text{exp}} - R_{ik}^{\text{th}})^2}{(\Delta R_{ik}^{\text{exp}})^2} = \chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2).$$

Результат анализа методом $\Delta\chi^2$ показан на рис. 1 справа. Область параметров, окрашенная розовым цветом, исключена с достоверностью 3σ . Однако в области $\Delta m_{14}^2 = 7.3\text{эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12_{\text{stat}}$ эффект осцилляций наблюдается на уровне 2.9σ , статистический анализ на основе Монте-Карло моделирования показал уровень достоверности 2.7σ [12]. Для сравнения на рисунке представлены области параметров галлиевой и реакторной аномалий вместе с результатами эксперимента Нейтрино-4.

3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА НЕЙТРИНО-4 С ГАЛЛИЕВОЙ АНОМАЛИЕЙ (ГА), С РЕАКТОРНОЙ АНТИНЕЙТРИНО АНОМАЛИЕЙ (РАА) И СОЛНЕЧНОЙ МОДЕЛЬЮ

Эксперимент Нейтрино-4 направлен на прямое измерение параметра осцилляций $\sin^2 2\theta_{14}$, значение которого в два раза превышает дефицит полного потока нейтрино на больших расстояниях по сравнению с длиной осцилляций. Поэтому, для сравнения результатов Нейтрино-4 с экспериментами, измеряющими полный нейтринный поток (РАА и ГА) значение $\sin^2 2\theta_{14}$ может быть использовано для вычисления дефицита, или наоборот. Мы проводим сравнение в терминах параметра осцилляций $\sin^2 2\theta_{14}$.

Значения параметров осцилляций (точка лучшего фита), в галлиевых экспериментах с учетом нового результата эксперимента BEST $\sin^2 2\theta_{14} = 0.34_{-0.09}^{+0.14}$, $\Delta m_{14}^2 = 1.25_{-0.25}^{+\infty}\text{эВ}^2$ [13]. Этот результат хорошо согласуется с результатом эксперимента Нейтрино-4: $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12(2.9\sigma)$ в области значений $\Delta m_{14}^2 > 5\text{эВ}^2$.

Эксперимент BEST был направлен на определение двух параметров осцилляций $\sin^2 2\theta_{14}$ и Δm_{14}^2 и ориентирован на область $\Delta m_{14}^2 \sim 1\text{эВ}^2$, и с этой целью галлиевый детектор был разделен на два объема. Однако, для $\Delta m_{14}^2 \sim 7\text{эВ}^2$ происходит усреднение осцилляций в обоих объемах, поэтому определить величину массы стерильного нейтрино в области $\Delta m_{14}^2 > 5\text{эВ}^2$ не представляется возможным. В эксперименте удалось измерить дефицит нейтринного потока для обоих объемов ($R_{\text{inn}} = 0.79 \pm 0.05$ и $R_{\text{out}} = 0.77 \pm 0.05$) с достаточно хорошей точностью. Подробный анализ попы-

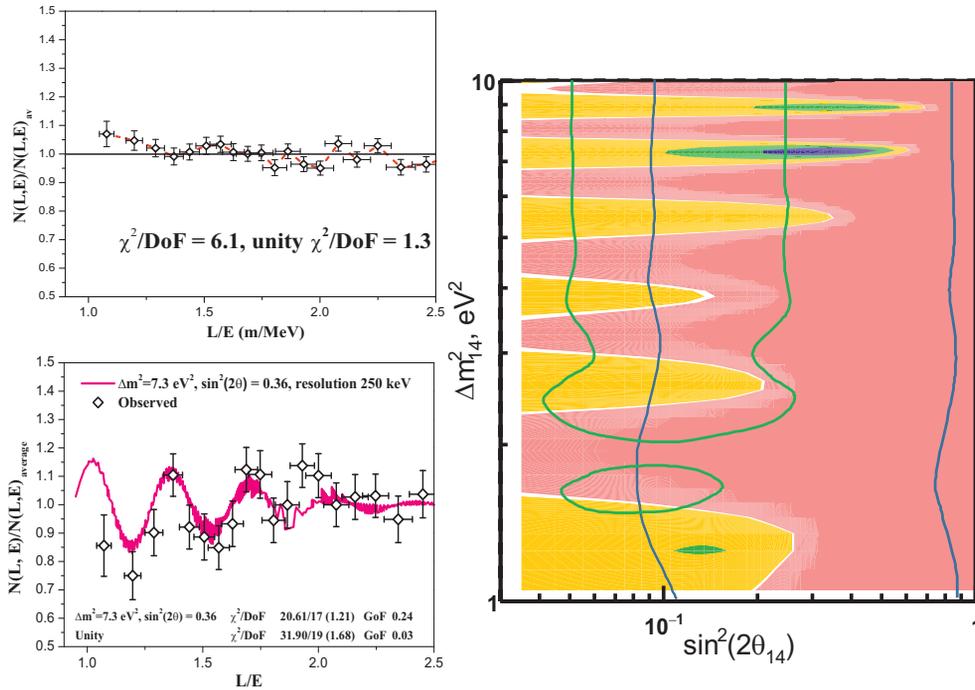


Рис. 1. Слева — осцилляционная кривая нейтринного сигнала (реактор ВКЛ минус реактор В\КЛ) и обработка данных тем же методом при выключенном реакторе, демонстрирующая отсутствие систематического эффекта. Справа — результаты анализа данных на плоскости $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$

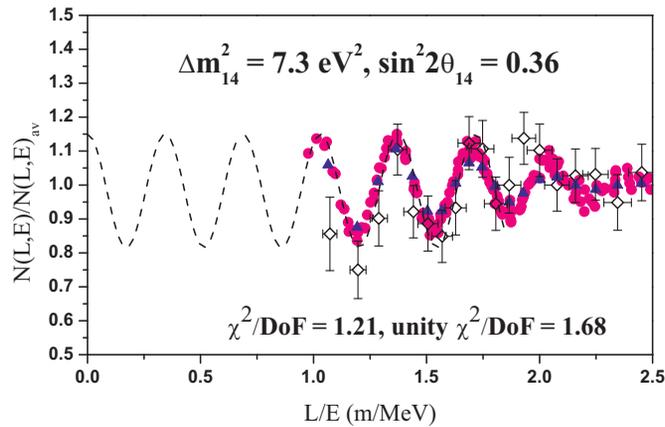


Рис. 2. Полная кривая осцилляционного процесса от центра активной зоны реактора

ток определения Δm_{14}^2 сделан в работе [13]. Для параметра угла смешивания в работе [13] приводится значение

$$\sin^2 2\theta_{14} = 0.42^{+0.15}_{-0.17} (\Delta m_{14}^2 = 3.3^{+\infty}_{-2.3} \text{eV}^2)$$

для эксперимента BEST и значение

$$\sin^2 2\theta_{14} = 0.34^{+0.14}_{-0.09} (\Delta m_{14}^2 = 1.25^{+\infty}_{-0.25} \text{eV}^2)$$

для эксперимента BEST совместно с результатами галлиевой аномалии (GALLEX и SAGE). Сравнение

результатов эксперимента Нейтрино-4 и результатов эксперимента BEST представлено на рис. 3 слева. Также был выполнен анализ на основе опубликованных в [13] данных экспериментов GALLEX, SAGE и BEST, в котором было воспроизведено распределение $\chi^2(\Delta m_{14}^2, \sin^2 \theta_{14})$. Используя этот результат совместно с распределением из эксперимента Нейтрино-4, было получено распределение $\Delta\chi^2(\Delta m_{14}^2, \sin^2 \theta_{14})$, представленное на рис. 3 справа. Значение параметров в точке лучшего фита —

$\sin^2 2\theta_{14} = 0.38, \Delta m_{14}^2 = 7.3\text{эВ}^2$. Полученная в результате достоверность наблюдения осцилляций составила 5.8σ , что согласуется с ожиданиями [14] и оценкой [15]. Полученный высокий уровень статистической значимости обусловлен точностью измерения потока в эксперименте BEST. Однако, измеренный дефицит в экспериментах GALLEX, SAGE и BEST не позволяет ограничить значение параметра Δm_{14}^2 сверху, поэтому при совместном анализе величину этого параметра определяет результат Нейтрино-4.

Сравнение экспериментального эффекта в РАА [16], ГА совместно с BEST и Нейтрино-4 показаны на рис. 4. Часть области параметров с достоверностью 2σ из эксперимента Нейтрино-4 накладывается на область допустимых значений параметров с CL 95% РАА. Однако, говорить о соответствии РАА и Нейтрино-4 нельзя. Если рассматривать угол смешивания допустимый РАА в области значений параметра $\Delta m_{14}^2 \sim 7\text{эВ}^2$, то есть в предположении быстрых осцилляций, то, исходя из эффекта дефицита РАА по модели Хубера–Мюллера, который составляет $R = 0.930_{-0.023}^{+0.024}$ [17], можно оценить значение $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.13 \pm 0.04$. Сравнение этой оценки с оценкой $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$ показывает расхождение 0.23 ± 0.13 , которое составляет 1.8σ . Хотя это расхождение еще не вышло за пределы 3σ , требуется возможная интерпретация этой ситуации.

Интерпретация измерений РАА основана на рассчитанном спектре, который еще имеет необъясненные расхождения с измеренным спектром. Таким образом, расчеты показывают, что есть расхождение по интегралам спектров и по их формам. Есть так называемый «бамп». Если есть превышение в спектре в области 5 МэВ, то, можно предполагать, что какие-то изотопы и распады не учтены. Но сначала следует учесть эффект осцилляций, обнаруженный в Нейтрино-4 и галлиевых экспериментах. На рис. 5 слева представлены спектры антинейтрино для ^{235}U и ^{239}Pu из работы [19] в сравнении с расчетными спектрами по модели Huber-Mueller (HM). Если принять во внимание эффект осцилляций, с параметром $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.36$, то можно получить результат сравнения спектров, представленный на рис. 5 справа. Конечно, по-прежнему в отношении теоретического спектра к экспериментальному наблюдается «бамп» в области 5–6 МэВ, поэтому нужно искать неучтенные нуклиды. Следует отметить, что трудность расчетов характеризуются следующим набором результатов для R-отношения

наблюдаемого потока к ожидаемому:

$$\begin{aligned} &0.930_{-0.023}^{+0.024}(2.8\sigma), \quad 0.975_{-0.030}^{+0.032}(0.8\sigma), \\ &0.922_{-0.023}^{+0.024}(3.0\sigma), \quad 0.970 \pm 0.02(1.4\sigma), \\ &0.960_{-0.021}^{+0.022}(1.8\sigma), \end{aligned}$$

см. [17]. Таким образом, видно, что точность расчетов не позволяет сделать конкретное заключение о размере аномалии, то есть о размере дефицита. Что касается определения дефицита из эффекта осцилляций в эксперименте Нейтрино-4, то можно сказать, что для $\Delta m_{14}^2 = 7\text{эВ}^2$ эффект усреднения осцилляций на расстояниях больше 10 метров определено реализуется. Поэтому соотношение

$$R = 1 - 1/2 \sin^2 2\theta$$

будет справедливым и предсказывает

$$R = (1 - 0.18) \pm 0.06 = 0.82 \pm 0.06.$$

Вместе с тем, все перечисленные выше расчетные значения R-отношения оказываются выше ожидаемого значения из эффекта осцилляций.

На рис. 6 представлен кумулятивный выход нуклидов при делении ^{235}U в зависимости от энергии распада и периода полураспада. При построении распределения использована база данных ENDF/B-VII.1. Это распределение содержит 693 нуклида. Нуклиды с большой энергией распада распадаются в течение секунд и долей секунды. Трудности экспериментального измерения схем таких быстрых распадов являются очевидными. Область при энергии выше 4 МэВ и периоде полураспада не больше 10 секунд составляет 14.4%. Превышение спектра этой области так называемого «бампа» составляет приблизительно 15%, поэтому доля неучтенных изотопов составляет $0.144 \cdot 0.15 = 0.02$, всего лишь 2%.

В принципе, следует задаться вопросом, каким результатам следует отдать предпочтение. Результатам прямых экспериментов или результатам, полученным в ходе расчета сложных процессов? Исходя из представленного выше рассмотрения, ответ является очевидным. Следует отметить, что в основе РАА лежит достаточно сложный метод абсолютных измерений, но в эксперименте Нейтрино-4 используется метод относительных измерений и не требует точного знания о спектре реакторных антинейтрино. Эксперимент BEST использует хорошо известный спектр монохроматических нейтрино и тоже является более надежным. Он использует метод, успешно примененный ранее в эксперименте SAGE [7].

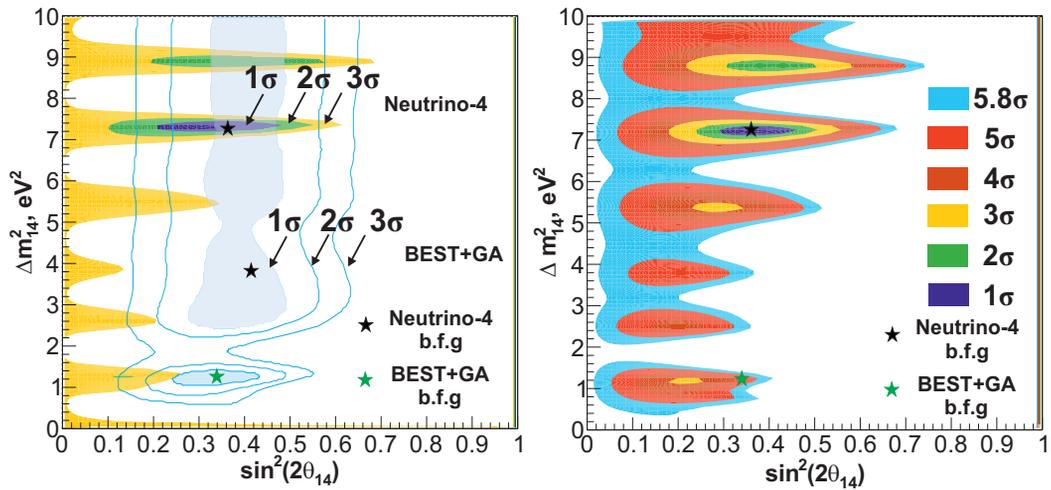


Рис. 3. Слева — сравнение результата эксперимента BEST совместно с ГА и результата эксперимента Нейтрино-4. Справа — результат совместного анализа ГА, BEST и Нейтрино-4, где синим обозначена область с достоверностью 1σ , зеленым — 2σ , желтым — 3σ , темно-красным — 4σ , красным — 5σ и голубым — 5.8σ . Черная звезда — точка лучшего фита $\Delta m_{14}^2 = 7.3\text{эВ}^2, \sin^2 2\theta_{14} = 0.36$ эксперимента Нейтрино-4, зеленая — совместного анализа ГА и BEST $\Delta m_{14}^2 = 7.3\text{эВ}^2, \sin^2 2\theta_{14} = 0.34$

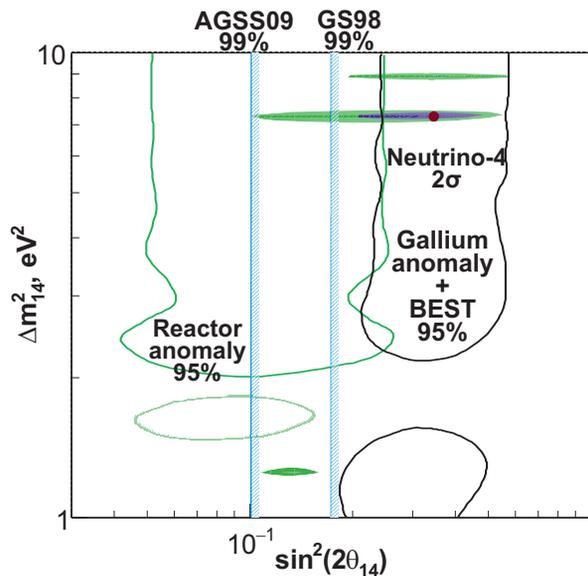


Рис. 4. Сравнение результатов экспериментов Нейтрино-4 и ГА совместно с BEST с реакторной антинейтринной аномалией [16] и солнечной моделью [18]

Можно сказать, что расхождение между результатом Нейтрино-4 и РАА это расхождение между прямыми и косвенными, зависящими от сложных расчетов, измерениями. Второе противоречие между результатами экспериментов Нейтрино-4 и BEST совместно с ГА наблюдается с ограничениями на $\sin^2 2\theta_{14}$, основанными на нейтринной модели солнца (рис. 4). Этот результат также получен в ходе

расчета сложных процессов, где имеются следующие проблемы.

1. Интерпретация измерений потока солнечных нейтрино опирается на теоретически рассчитанное значение полного потока солнечных нейтрино. Это значение рассчитывается на основе Стандартной Солнечной Модели, а значит, включает неопределенности этой модели и нерешенную проблему ме-

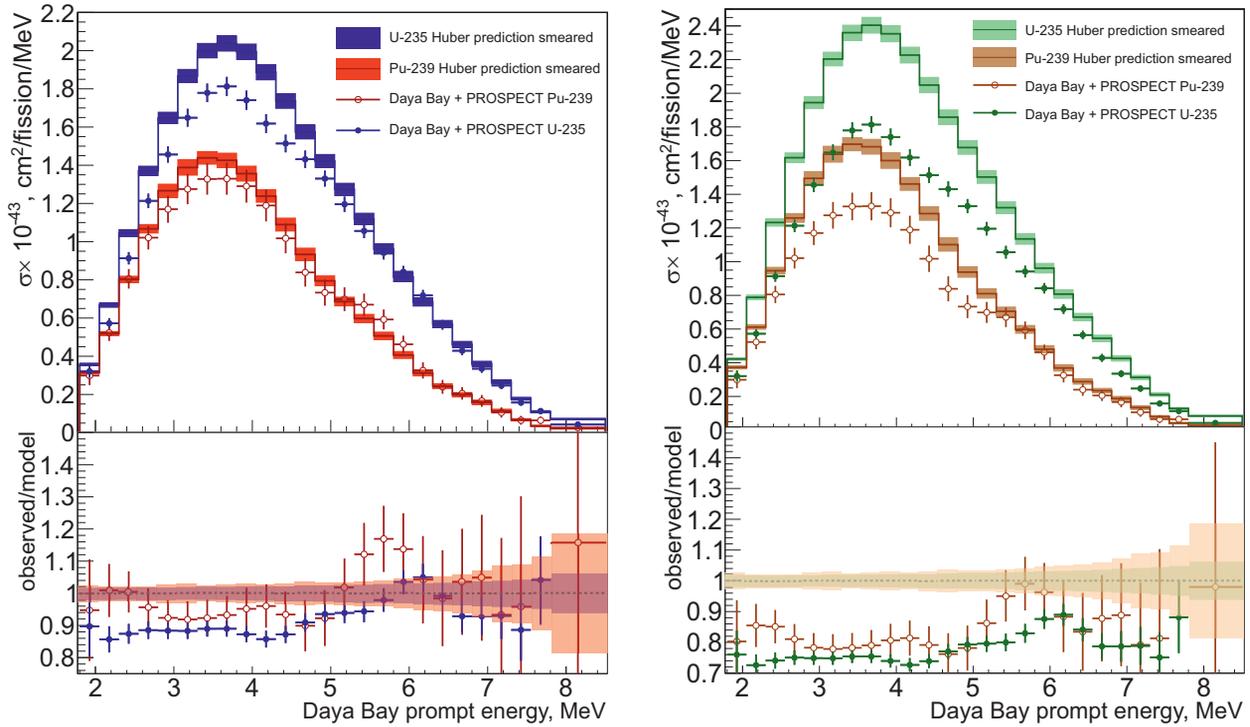


Рис. 5. Слева — представлены спектры антинейтрино для ^{235}U и ^{239}Pu из работы [19] в сравнении с расчетными спектрами по модели Huber-Mueller (HM), справа — если принять во внимание эффект осцилляций, с параметром $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.36$, то можно получить результат сравнения спектров, представленный на нижнем рисунке

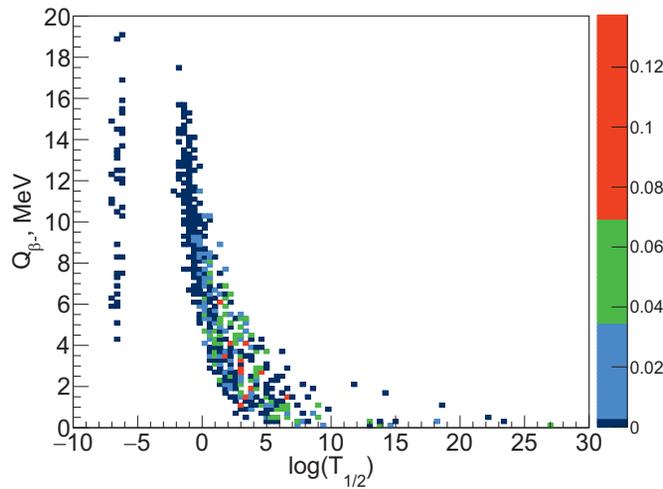


Рис. 6. Кумулятивный выход нуклидов при делении ^{235}U в зависимости от энергии распада и периода полураспада

талличности Солнца.

2. Вероятность обнаружения электронного нейтрино в полном потоке солнечных нейтрино зависит от всех углов смешивания. А это значит, что точность расчетов определяется точностью знания углов смешивания.

3. Для нейтрино, рождающихся при распаде ^8B , теоретический поток включает учет эффекта MSW,

для расчета которого используются распределение плотности электронов в Солнце и адиабатическое приближение.

Недавняя работа, описывающая ограничения на $\sin^2 2\theta_{14}$ на основе глобального анализа экспериментальных данных, использует данные Борексина, SK и SNO [18]. Ограничения на $\sin^2 2\theta_{14}$ в двух моделях отличаются в 1.8 раза. Это указывает на то,

что систематические ошибки в нейтринных расчетах на основе модели солнца еще недостаточно определены. Точность расчета основного pp-цикла в ССМ составляет 0.6%, но точность эксперимента 16%. Выход борных нейтрино составляет миллионную долю нейтринного выхода, а значит, точность модельных расчетов исключительно важна. Выход борных нейтрино измерен с точностью 4%, если сложить результаты всех экспериментов, хотя совместный учет систематических ошибок экспериментов оставляет вопросы. Неопределенность в расчете выхода борных нейтрино составляет 12%, а результаты расчета для двух моделей отличаются на 17% [18]. Есть точность эксперимента, но нет точности расчета для борных нейтрино, и наоборот — есть точность расчета, но нет точности эксперимента для pp-цикла.

Прежде всего, мы провели оценки (не зависящие от модели Солнца) того, можно ли сделать выбор между моделью 3-х нейтрино и моделью 4-х нейтрино, используя точность знания элементов матрицы смешивания для двух нейтринных моделей. При расчете выхода электронных нейтрино в модели 3+1 следует учитывать то, что элементы матрицы U_1, U_2, U_3 должны быть поправлены из-за введения нового угла смешивания. При этом должны быть учтены также ошибки, вновь вводимого угла смешивания. Можно видеть, что при переходе от рассмотрения задачи в рамках трех нейтринной модели к модели 3+1 значительно увеличивается неточность оценки. На рис. 7 приведены оценки ($\pm 1\sigma$) для смешивания в вакууме для варианта 3-х нейтрино и 4-х нейтрино в соответствии с формулой

$$P_{ee} = \sum_{k=1}^n U_{ek}^4.$$

Аналогичный расчет был сделан для высокоэнергетичной части спектра (для борных нейтрино), полагая, что эффект MSW полностью реализуется. На рис. 7 представлены два расчета: с линейным и квадратичным сложением ошибок. Поскольку статистические ошибки складываются квадратично, а систематические ошибки складываются линейно, мы приводим два крайних случая для сравнения, так как строгое разделение на вклад тех и других ошибок элементов матрицы затруднительно. Для 3-х нейтринной модели и для 4-х нейтринной модели имеем следующие критерии значимости для экспериментальных результатов в разных моделях. При квадратичном сложении ошибок имеем $GoF_{3\nu} = 0.895$ и $GoF_{4\nu} = 0.09$, то есть достоверности согласия с гипотезой составляют 0.13σ и 1.67σ соответственно. Такое различие еще не позволяет достоверно отдать

предпочтение ни одной из гипотез. В случае линейного сложения ошибок $GoF_{3\nu} = 0.9$ и $GoF_{4\nu} = 0.33$ и соответствующий уровень согласия 0.12σ и 0.43σ . В данном случае различие и того меньше, поэтому тем более получить убедительное различие между моделями не представляется возможным. Ограничения на $\sin^2 2\theta_{14}$, полученные в работе [18] выходят за пределы имеющейся экспериментальной точности матрицы смешивания и точности нейтринных экспериментов. Заявленное противоречие между экспериментами в сильной мере опирается на ССМ, однако солнечные модели еще содержат значительные неопределенности, тогда как прямые измерения потоков нейтрино от реакторов или радиоактивных источников в меньшей степени опираются на расчеты. Данное противоречие, скорее указывает на необходимость пересмотра ССМ, если результат Нейтрино-4+BEST+ГА подтвердится.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НЕЙТРИНО-4 С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ PROSPECT, STEREO, DANSS И NEOS

Сравнение с более ранними результатами других реакторных нейтринных экспериментов DANSS [21], NEOS+RENO [22], PROSPECT [23] и STEREO [24] можно найти в работе [11]. Иллюстрация сравнения с реакторными экспериментами представлена на рис. 8 слева. Эксперименты DANSS и NEOS на АЭС имеют существенно меньшую чувствительность к большим значениям параметра $\Delta m_{14}^2 > 3\text{эВ}^2$ из-за больших размеров активной зоны реактора 3–4 метра. Для осцилляций с периодом 1.4 м (для средней энергии антинейтрино 4 МэВ при $\Delta m_{14}^2 \sim 7\text{эВ}^2$) происходит усреднение эффекта уже в пределах активной зоны реактора. Поэтому области ограничений DANSS и NEOS с 95% CL на рис. 8 (слева) не доходят до значений $\Delta m_{14}^2 \geq 7\text{эВ}^2$, а для $\Delta m_{14}^2 > 5\text{эВ}^2$, закрывая лишь большие значения $\sin^2 2\theta_{14} \geq 0.5$.

Результат эксперимента PROSPECT [23] не вполне согласуется результатом Нейтрино-4 — область 7.3эВ^2 с уровнем достоверности $\sim 1\sigma$ Нейтрино-4 накладывается на область ограничений с уровнем достоверности 95% PROSPECT. Тогда как контуры ограничений на параметры осцилляций, полученные в STEREO [24] достаточно близки к областям допустимых значений параметров Нейтрино-4 и лучший фит эксперимента STEREO находится в области результата эксперимента Нейтрино-4. Особенно важно, что в эксперименте Нейтрино-4 мы наблюдаем осцилля-

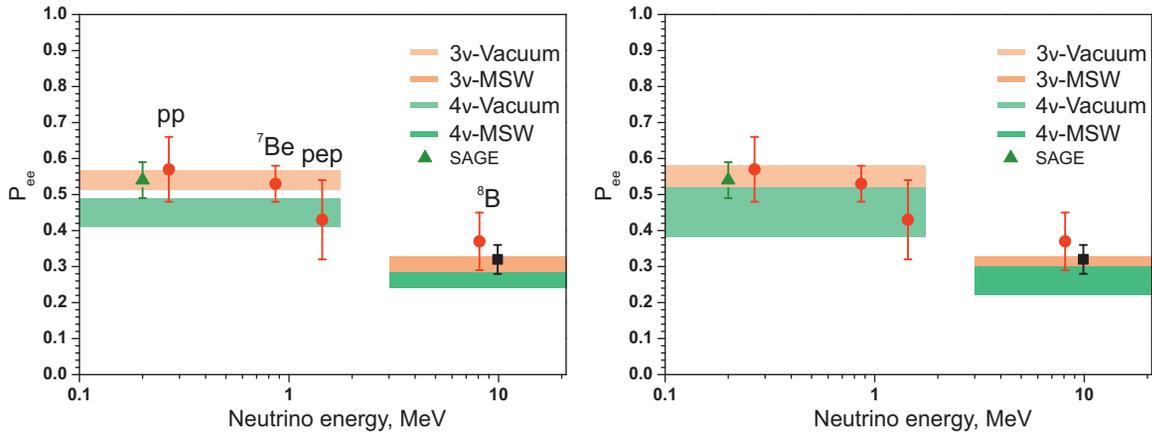


Рис. 7. Представлены два расчета с линейным и квадратичным сложением ошибок элементов матрицы смешивания для модели 3-х нейтрино и модели 4-х нейтрино. На левом рисунке все ошибки сложены квадратично. На правом рисунке все ошибки сложены линейно. Данные по эксперименту SAGE взяты из [18]

ционный процесс непосредственно в измерениях. Возможно, при большей чувствительности в эксперименте STEREO так же мог бы наблюдаться эффект осцилляций с параметрами близкими к $\Delta m_{14}^2 \sim 7\text{эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} \sim 0.3$. Эксперимент Нейтрино-4 использует значительно больший диапазон расстояний, чем STEREO и PROSPECT (рис. 8 справа) [12], что позволяет наблюдать процесс осцилляций непосредственно в измерениях, используя метод когерентного сложения результатов измерений с одинаковой фазой.

В докладе [25] опубликованы сообщения о том, что новые результаты эксперимента STEREO исключают область 1σ эксперимента Нейтрино-4 с достоверностью $> 3\sigma$. Мы считаем, что эксперименты STEREO, PROSPECT для корректного сравнения собственных результатов с результатами эксперимента Нейтрино-4 должны представить данные в виде зависимости L/E . Характерный период осцилляций составляет 1.5 метра, и поэтому на расстоянии 9 метров эффект может быть выявлен в результате анализа зависимости от отношения L/E . Только тогда можно обсуждать закрытие результата эксперимента Нейтрино-4.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ KATRIN И GERDA

Теперь следует установить ограничение сверху на Δm_{14}^2 из экспериментов KATRIN и GERDA. На рис. 9 закрашена область параметров стерильного нейтрино, определяемая экспериментами Троицк,

KATRIN, BEST и DANSS, внутри которого находится результат эксперимента Нейтрино-4:

$$\Delta m_{14}^2 = (7.30 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{sys})\text{эВ}^2,$$

$$\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12.$$

Красный эллипс указывает уровень достоверности 95% в эксперименте Нейтрино-4. Результат эксперимента KATRIN [26, 27] не исключает области Нейтрино-4 для $\sin^2 2\theta_{14} \leq 0.4$ [26]. Данные по ограничениям на параметры осцилляций на рис. 9, в том числе ограничения, относящиеся к следствиям из результатов экспериментов по двойному безнейтринному бета-распаду, взяты из [26]. Особого внимания требует эксперимент GERDA [28], так как он направлен на поиск массы нейтрино майорановского типа. В настоящее время предел массы Майорана, полученный в эксперименте GERDA для нормальной иерархии масс, на 1.6 стандартных отклонений меньше, чем предсказание массы Майорана, полученное в результате эксперимента Нейтрино-4. Если в будущем предел майорановской массы эксперимента по двойному бета-распаду будет понижен и результат эксперимента Нейтрино-4 подтвердится, это закроет гипотезу о легком майорановском нейтрино.

6. СООТНОШЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ОСЦИЛЛЯЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛИ НЕЙТРИНО 3 + 1

Обсуждение нейтринных экспериментов на ускорителях в контексте результата Нейтрино-4 требует краткого описания модели нейтрино 3+1.

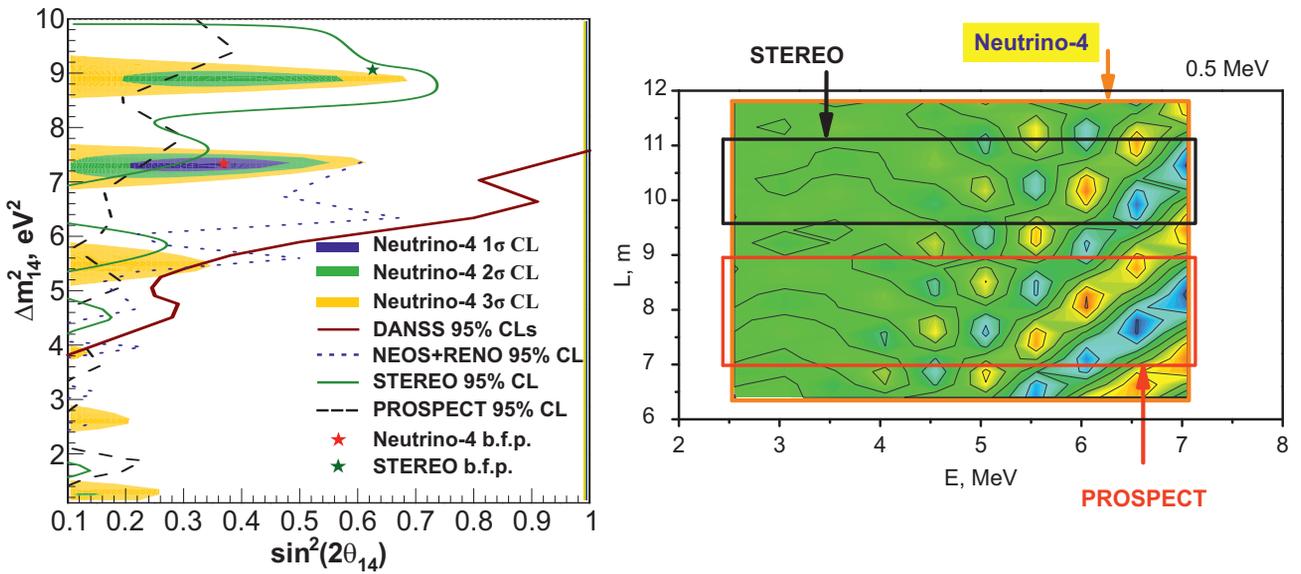


Рис. 8. Слева — сравнение чувствительности экспериментов в области $0.1 < \sin^2 2\theta_{14} < 1$ и $1 < \Delta m_{14}^2 < 10 \text{эВ}^2$: Neutrino-4, STEREO, PROSPECT, DANSS и NEOS. Справа — сравнение областей (L,E) в измерениях для экспериментов: Neutrino-4, STEREO и PROSPECT

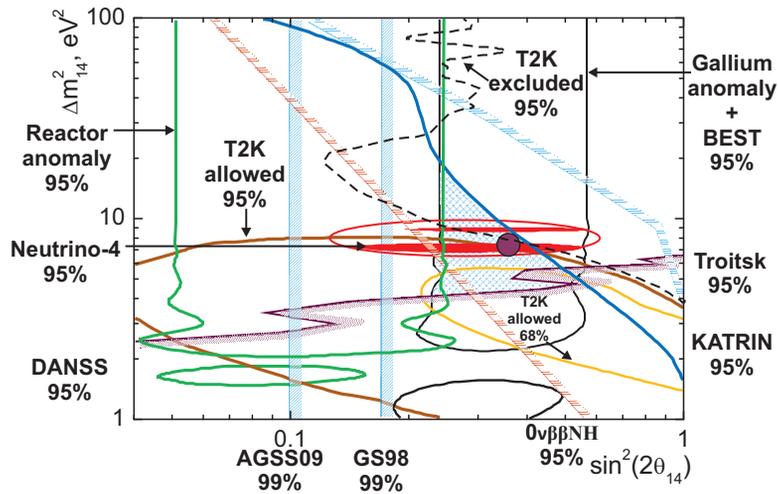


Рис. 9. Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами экспериментов KATRIN и GERDA. Ограничения взяты из работ [26] и [29]

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} |U_{e4}|^2 &= \sin^2(\theta_{14}) \\ |U_{\mu4}|^2 &= \sin^2(\theta_{24}) \cos^2(\theta_{14}) \\ |U_{\tau4}|^2 &= \sin^2(\theta_{34}) \cos^2(\theta_{24}) \cos^2(\theta_{14}) \end{aligned} \quad (5)$$

$$P_{\nu_e \nu_e} = 1 - 4 |U_{e4}|^2 (1 - |U_{e4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}} \right) = 1 - \sin^2(2\theta_{ee}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}} \right), \quad (6)$$

$$P_{\nu_\mu \nu_\mu} = 1 - 4 |U_{\mu 4}|^2 (1 - |U_{\mu 4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}} \right) = 1 - \sin^2(2\theta_{\mu\mu}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}} \right), \quad (7)$$

$$P_{\nu_\mu \nu_e} = 4 |U_{e4}|^2 |U_{\mu 4}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}} \right) = \sin^2(2\theta_{\mu e}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}} \right). \quad (8)$$

Видно, что если углы смешивания малы, то новые матричные элементы $U_{e4}, U_{\mu 4}, U_{\tau 4}$ могут быть определены путем измерения амплитуд смешивания. Вероятности различных осцилляционных процессов перечислены в выражениях (6)–(8). Уравнение (6) представляет собой вероятность исчезновения электронного нейтрино из-за осцилляций в стерильное состояние. Уравнение (7) представляет собой вероятность исчезновения мюонного нейтрино из-за осцилляций в стерильное состояние. Уравнение (8) представляет собой вероятность осцилляции мюонного нейтрино в электронное нейтрино через стерильное состояние. Амплитуды колебаний в этих процессах равны:

$$\sin^2(2\theta_{ee}) \equiv \sin^2(2\theta_{14}), \quad (9)$$

$$\sin^2(2\theta_{\mu\mu}) = 4 \sin^2(\theta_{24}) \cos^2(\theta_{14}) \times (1 - \sin^2(\theta_{24}) \cos^2(\theta_{14})) \approx \sin^2(2\theta_{24}), \quad (10)$$

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}) = 4 \sin^2(\theta_{14}) \sin^2(\theta_{24}) \cos^2(\theta_{14}) \approx \frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2(2\theta_{24}). \quad (11)$$

Относительно небольшие значения углов смешения позволяют упростить выражения без значительной потери точности. Новые параметры в упрощенных выражениях (квадрат синуса углов смешения) могут быть непосредственно измерены в экспериментах. Перечисленные выше соотношения параметров позволяют сравнивать результаты различных типов осцилляционных экспериментов. В

модели нейтрино 3+1 с одним стерильным нейтрино длина осцилляции должна быть одинаковой для всех процессов и определяться параметром Δm_{14}^2 . Также амплитуды осцилляций электронного и мюонного нейтрино в процессах исчезновения определяют амплитуду появления электронных нейтрино в потоке мюонных нейтрино $\sin^2(2\theta_{\mu e}) \approx \frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2(2\theta_{24})$. Это выражение очень важно для проверки справедливости модели нейтрино 3 + 1. Оно имеет довольно простую интерпретацию. Появление электронных нейтрино в потоке мюонных нейтрино является процессом второго порядка, который можно рассматривать как осцилляцию мюонного нейтрино в стерильное состояние и последующую осцилляцию стерильного нейтрино в электронное нейтрино. Эксперименты, в которых наблюдаются эффекты, указывающие на переход в стерильное состояние в потоке электронных нейтрино, — это Нейтрино-4, РАА и ГА. Эффекты, которые можно интерпретировать как осцилляцию в стерильное состояние в потоке мюонных нейтрино, наблюдались в эксперименте IceCube [30,31], к сожалению, при относительно низком уровне достоверности. Достаточно строгие ограничения на $\sin^2(2\theta_{24})$ представлены в работе [32] на основе всех известных работ по измерению эффекта исчезновения в мюонном секторе. И, наконец, эксперименты, которые утверждали, что наблюдают появление электронных нейтрино в потоке мюонных нейтрино — это MiniBooNE [3] и LSND [2].

7. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ NEUTRINO-4 С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ICECUBE, MINIBOONE И LSND

Для проверки соотношения

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}) \approx \frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2(2\theta_{24})$$

необходимо, кроме данных для $\sin^2(2\theta_{14})$, иметь информацию о $\sin^2(2\theta_{24})$. Детальный анализ экспериментальных данных для $\sin^2(2\theta_{24})$ представлен на рис. 10, взятом из работы [30] эксперимента IceCube, где кроме результатов самого эксперимента представлены ограничения из целого ряда других экспериментов. Красная линия на этом рисунке проведена нами как огибающая пределов всех экспериментов при 99% CL. Она исключает лучший фит, но не опровергает результат эксперимента IceCube из-за большого диапазона ошибок эксперимента. Данные ограничения являются достаточно консервативными. Дело в том, что объединение результатов двух

Таблица 1. Оценка эффективной массы электронного нейтрино

	Нейтрино-4	KATRIN
Эффективная масса и квадрат массы	$m_{4\nu_e}^{\text{eff}} = (0.86 \pm 0.21)\text{эВ}$	$m_{3\nu_e}^{\text{eff}} \leq 0.8\text{эВ}(90\%)$
$m_{\nu_e}^{\text{eff}}, (m_{\nu_e}^{\text{eff}})^2$	$(m_{4\nu_e}^{\text{eff}})^2 = (0.73 \pm 0.29)\text{эВ}^2$	$(m_{3\nu_e}^{\text{eff}})^2 = (0.26 \pm 0.34)\text{эВ}^2$

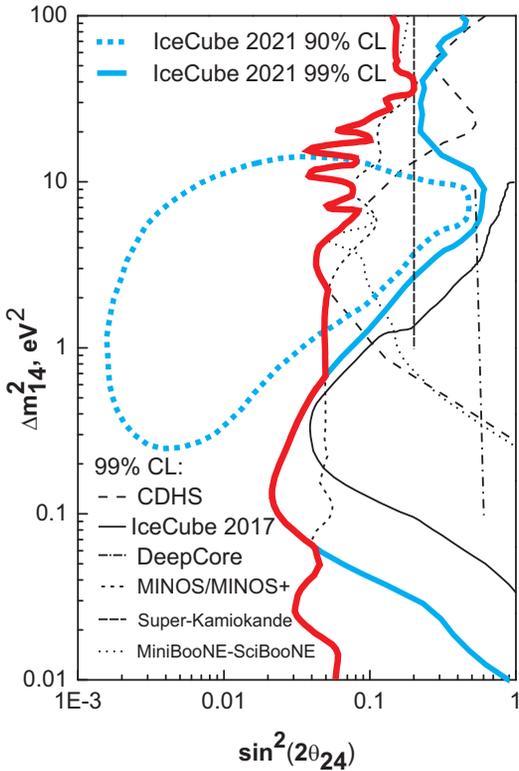


Рис. 10. Представлены результаты эксперимента IceCube из работы [30], где кроме результатов самого эксперимента представлены ограничения из целого ряда других экспериментов

экспериментов с одинаковой систематикой может и не дать увеличение уровня достоверности, если ошибки доминированы систематикой. В работе [32] приводится ограничение, полученной в результате совместного анализа, приведенных на рисунке экспериментов, но, рассматривая объединение ограничений, мы будем использовать более консервативный подход.

Для получения ограничений на

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}) \approx \frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2(2\theta_{24})$$

были использованы ограничения сверху на $\sin^2(2\theta_{24})$ для $\Delta m_{14}^2 = 1 \div 10\text{эВ}^2$, о которых сказано выше, и ограничения из Нейтрино-4 на

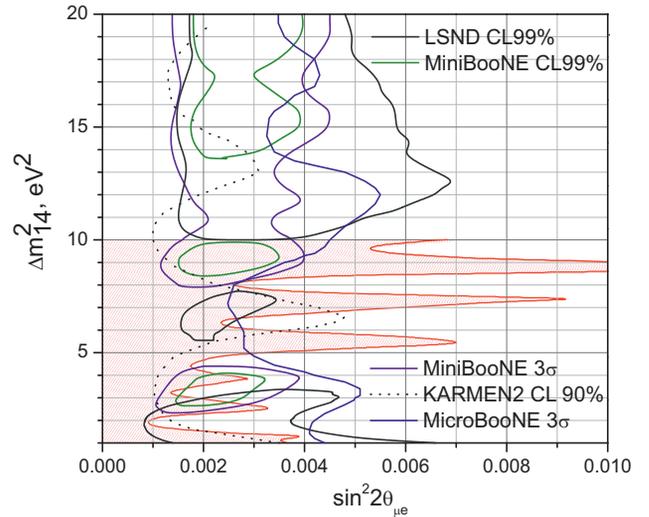


Рис. 11. Представлен предел на $\sin^2(2\theta_{\mu e})$ (красная линия) в результате совместного использования ограничений на $\sin^2(2\theta_{24})$ (красная линия на плоскости $\sin^2(2\theta_{24}), \Delta m_{14}^2$ на рис. 10) и ограничений на $\sin^2(2\theta_{14})$ для $\Delta m_{14}^2 = 1 \dots 10\text{эВ}^2$ из эксперимента Нейтрино-4, применяя соотношение $\sin^2(2\theta_{\mu e}) \approx \frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2(2\theta_{24})$. Красная штриховка — это область ограничений на Δm_{14}^2 на уровне 99%. Данные для рисунка для сравнения взяты из работ [3] и [33]

$\sin^2(2\theta_{14})$ для того же диапазона значений Δm_{14}^2 . Ограничение на уровне 99%CL произведения

$$\frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2(2\theta_{24})$$

представлено на рис. 11 в линейном масштабе (красная линия — ограничения с CL 99%, заштрихованная красным область — допустимые значения), на котором также отмечены результаты MiniBooNE (зеленая и фиолетовая области), LSND — серая линия, KARMEN2 с 90% CL (данные взяты из [3]) и MicroBooNE с CL 3σ — синяя линия (данные взяты из [33]). В заштрихованную область, ограниченную красной линией и пределами на Δm_{14}^2 , попадают контуры областей с достоверностью $\sim 3\sigma$, полученные в экспериментах LSND, MiniBooNE и не противоречат текущему результату MicroBooNE на этом же уровне достоверности. Таким образом, можно за-

ключить что, на уровне контуров с достоверностью 3σ есть пересечения, и таким образом, возможность согласования экспериментальных результатов экспериментов: Нейтрино-4, BEST и ГА, MiniBooNE, LSND, IceCube в рамках нейтринной модели $3+1$ полностью не закрыта. Сравнение экспериментальных данных MiniBooNE, LSND и Нейтрино4 представлен на рис. 12.

К сожалению, экспериментальной точности при $L/E < 1$ пока недостаточно, чтобы наблюдать осцилляционную зависимость, похожую на осцилляционную зависимость из эксперимента Нейтрино-4.

8. ПРОГНОЗ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ ЭЛЕКТРОННОГО НЕЙТРИНО, ПОЛУЧЕННЫЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА НЕЙТРИНО-4, И СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ KATRIN

Параметры осцилляций, полученные в эксперименте Нейтрино-4, могут быть применены для оценки эффективной массы электронного нейтрино в модели нейтрино $3+1$, используя известное соотношение [1, 34]:

$$m_{\nu_e}^{\text{eff}} = \sqrt{\sum m_i^2 |U_{ei}|^2}, \quad (12)$$

$$\sin^2 2\theta_{14} \approx 4 |U_{e4}|^2.$$

Сумма масс нейтрино

$$\sum m_i = m_1 + m_2 + m_3$$

ограничена результатами космологических исследований значением $0.087 \div 0.54 \text{ эВ}$ при 95% CL [1]. Поэтому при $m_1^2, m_2^2, m_3^2 \ll m_4^2$, эффективную массу электронного нейтрино можно рассчитать с помощью уравнения

$$m_{\nu_e}^{\text{eff}} \approx \sqrt{m_4^2 |U_{e4}|^2} \approx \frac{1}{2} \sqrt{m_4^2 \sin^2 2\theta_{14}} \quad (13)$$

Масса стерильного нейтрино может быть оценена как: $m_4 = (2.70 \pm 0.22) \text{ эВ}$. Используя значения $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$ и $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 1.17) \text{ эВ}^2$, можно получить оценку массы электронного нейтрино:

$$m_{4\nu_e}^{\text{eff}} = (0.86 \pm 0.21) \text{ эВ} \quad (14)$$

Эксперимент KATRIN направлен на прямое измерение массы нейтрино при помощи процесса

$$T \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e,$$

возле порога 18.6 кэВ. Квадрат эффективной массы электронного нейтрино, полученный коллаборацией KATRIN — $m_{3\nu_e}^2 = (0.26 \pm 0.34) \text{ эВ}^2$, а верхний предел $m_{3\nu_e}^{\text{eff}} \leq 0.8 \text{ эВ}$ С.Л.90% [27]. Этот результат получен в рамках 3χ нейтринной модели с унитарной 3×3 -матрицей PMNS, поэтому этот результат не может быть напрямую сопоставлен результату, полученному при анализе данных Нейтрино-4.

Оценки в рамках модели $3+1$ в предположении $m_1^2, m_2^2, m_3^2 \ll m_4^2$ представлены в таблице в столбце «Neutrino-4», а в столбце «KATRIN» представлены результаты анализа в рамках гипотезы 3χ нейтрино, без учета стерильного состояния. В принципе, экспериментальные данные KATRIN могут быть использованы для анализа в рамках модели $3+1$, используя параметры четвертого нейтрино, полученные в экспериментах Нейтрино-4 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$ и $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 1.17) \text{ эВ}^2$, для получения оценки на массы $m_{1,2,3}^2$.

Мы провели расчет вклада от стерильного нейтрино в дифференциальный спектр бета распада трития, используя параметры $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.36$ и $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3 \text{ эВ}^2$. Этот вклад исключительно мал, поэтому для его демонстрации на рис. 13 использован логарифмический масштаб. Именно эту малую поправку нужно вносить в экспериментальные данные эксперимента KATRIN, чтобы извлечь оценку на квадрат масс $m_{1,2,3}^2$.

9. СРАВНЕНИЕ С ОГРАНИЧЕНИЯМИ НА МАССУ НЕЙТРИНО ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПОИСКУ ДВОЙНОГО БЕЗНЕЙТРИННОГО БЕТА-РАСПАДА

Теперь рассмотрим оценку на эффективную майорановскую массу электронного нейтрино. Эффективная майорановская масса электронного нейтрино является параметром при анализе экспериментов по двойному β -распаду и определяется соотношением

$$m_{ee} = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| = \begin{cases} \left| m_0 c_{12}^2 c_{13}^2 + \sqrt{\Delta m_{21}^2 + m_0^2 s_{12}^2 c_{13}^2} e^{2i(\eta_2 - \eta_1)} + \sqrt{\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 + m_0^2 s_{13}^2} e^{-2i(\delta_{CP} + \eta_1)} \right| \text{in NO,} \\ \left| m_0 s_{13}^2 + \sqrt{m_0^2 - \Delta m_{32}^2} s_{12}^2 c_{13}^2 e^{2i(\eta_2 + \delta_{CP})} + \sqrt{m_0^2 - \Delta m_{32}^2 - \Delta m_{21}^2} c_{12}^2 c_{13}^2 e^{2i(\delta_{CP} + \eta_1)} \right| \text{in IO.} \end{cases} \quad (15)$$

в зависимости от прямой или обратной иерархии масс. Однако, при больших значениях Δm_{14}^2 эта формула значительно упрощается до $m(0\nu\beta\beta) \approx m_4 U_{14}^2$. Количественное значение получается равным $m(0\nu\beta\beta) = (0.27 \pm 0.12)\text{эВ}$. Самым строгим ограничением на массу майорановского нейтрино является результат эксперимента GERDA [28]. Этот эксперимент направлен на измерение периода полураспада изотопа, который является функцией массы майорановского нейтрино в модели с без нейтринным двойным бета-распадом. Нижний 90% CL предел полураспада изотопа ^{76}Ge : $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{26}$ лет соответствует нижнему пределу на майорановскую массу нейтрино: $m(0\nu\beta\beta) < [79 - 180]\text{мэВ}$ на уровне 90% CL.

Значение, полученное с параметрами осцилляций Нейтрино-4, составляет $m(0\nu\beta\beta) = (0.27 \pm 0.12)\text{эВ}$. Различие между наименьшим значением ограничения на массу из эксперимента GERDA и оценка, полученная на основе результатов Нейтрино-4, различаются в 3 раза. Если в будущем предел майорановской массы эксперимента по двойному бета-распаду будет понижен, а результат Нейтрино-4 и ГА с BEST подтвердится, то это может закрыть гипотезу о том, что нейтрино является частицей майорановского типа.

10. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРИНО-4

Сумма масс нейтрино

$$\sum m_i = m_1 + m_2 + m_3$$

ограничена результатами космологических исследований значением $0.087 \div 0.54 \text{эВ}$ с 95% CL (данные из

таблицы 26.2 в [1]). Введение еще одного нейтрино с массой 2.7 эВ вызывает очевидные противоречия с этими ограничениями. Кроме того, имеется оценка [20] на вклад не входивших в термальное равновесие с первичной плазмой стерильных нейтрино в плотность энергии Вселенной:

$$\Omega_{\nu_s} \approx 0.2 \left(\frac{\sin^2 2\theta_\alpha}{10^{-4}} \right)^2 \left(\frac{m_\nu}{1\text{keV}} \right)^2.$$

Стерильные нейтрино с массой $m_\nu > 1\text{кэВ}$ и малым углом смешивания $\theta \leq 10^{-4}$ могут обсуждаться как кандидаты на темную материю. Более подробное рассмотрение этого вопроса содержится в [35].

11. МАТРИЦА PMNS В МОДЕЛИ НЕЙТРИНО 3+1

Собранный в ходе данного анализа материал позволяет перейти к попытке построения матрицы PMNS в модели нейтрино 3+1 без учета фазы CP-нарушения, то есть матрицы модулей элементов матрицы PMNS. В предположении, что эксперимент Нейтрино-4 дал верный результат по $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3\text{эВ}^2$, для этого могут быть использованы следующие величины: 1) $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$ из эксперимента Нейтрино-4, 2) $\sin^2 2\theta_{24} = 0.027 \pm 0.014$, значение взято как среднее значение для $\Delta m_{14}^2 = 7.3\text{эВ}^2$ в интервале для $\sin^2 2\theta_{24}$ между ограничением, полученным экспериментом IceCube (синяя линия на рис.10 или [30], рис. 4), и самым сильным ограничением в этой области (короткий пунктир [30] рисунок 4 или красная линия на рис. 10), 3) $\sin^2 2\theta_{34} \leq 0.20$ (ограничение получено из рисунка 19 из работы [31]). Тогда PMNS матрица в модели нейтрино 3-х нейтрино:

$$U_{PMNS}^{(3)} = \begin{pmatrix} 0.824_{-0.008}^{+0.007} & 0.547_{-0.003}^{+0.011} & 0.147_{-0.003}^{+0.003} \\ 0.409_{-0.060}^{+0.036} & 0.634_{-0.014}^{+0.022} & 0.657_{-0.014}^{+0.044} \\ 0.392_{-0.048}^{+0.025} & 0.547_{-0.048}^{+0.056} & 0.740_{-0.048}^{+0.012} \end{pmatrix} \quad (16)$$

может быть модифицирована в матрицу модели 3+1:

$$U_{PMNS}^{(3+1)} = \begin{pmatrix} 0.778_{-0.023}^{+0.024} & 0.522_{-0.021}^{+0.022} & 0.147_{-0.005}^{+0.005} & 0.316_{-0.059}^{+0.059} \\ 0.472_{-0.036}^{+0.030} & 0.457_{-0.037}^{+0.029} & 0.709_{-0.025}^{+0.016} & 0.078_{-0.022}^{+0.022} \\ 0.272 \dots 0.330 & 0.678 \dots 0.708 & 0.614 \dots 0.657 & \dots 0.211 \\ 0.212 \dots 0.282 & 0.047 \dots 0.208 & 0.108 \dots 0.256 & 0.892 \dots 0.946 \end{pmatrix} \quad (17)$$

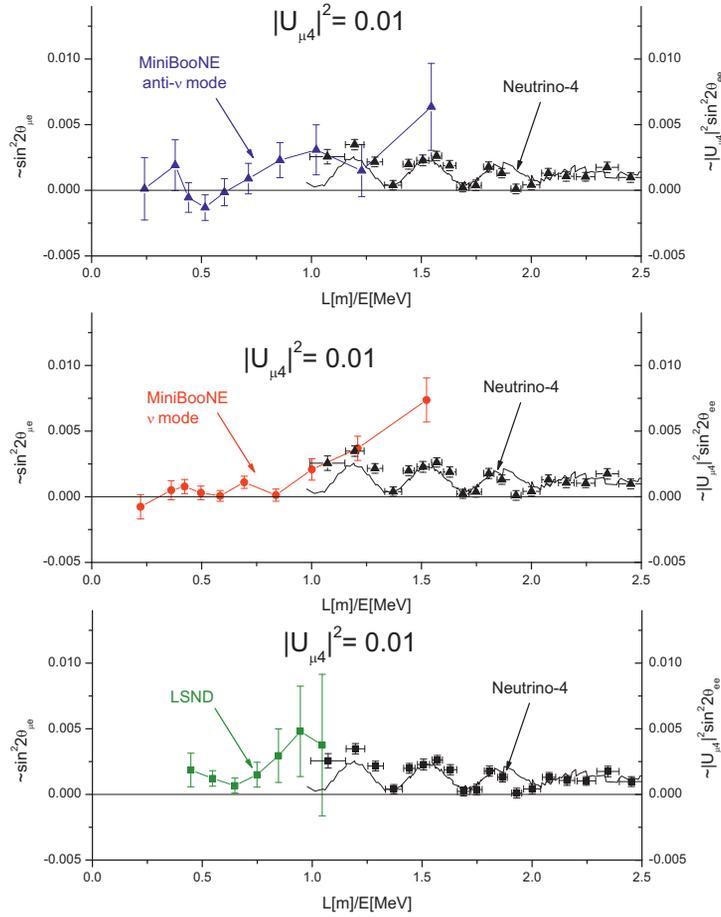


Рис. 12. Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами экспериментов MiniBooNE и LSND [3] в предположении, что $\sin^2(2\theta_{24}) \sim 4 \cdot 10^{-2}$ при экспериментальном значении $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$

Используя эту матрицу модели 3+1 можно рассчитать эффективные массы нейтрино, взяв самую строгую космологическую оценку на $\sum m_i = 0.11 \text{эВ}$, и $m_1 = m_2 = m_3 = 0.037 \pm 0.040 \text{эВ}$. Ограничение на сумму масс взято из PDG [1], ошибка — исходя из полной неопределенности. И наконец, значение массы стерильного нейтрино: $m_4 = (2.70 \pm 0.22) \text{эВ}$. Ниже мы представляем схему смешивания ароматов

активных нейтрино и стерильного нейтрино для прямой и обратной иерархии масс (рис. 14). Однако следует заметить, что в обоих случаях основной эффект иерархии масс обусловлен разницей масс стерильного нейтрино и нейтрино СМ. Можно видеть, что стерильное нейтрино обеспечивает эффективную массу электронного нейтрино, при действующих космологических ограничениях на m_1, m_2, m_3 .

$m_1 = (0.037 \pm 0.04) \text{эВ}$	$m_{\nu_e}^{\text{eff}} = (0.86 \pm 0.21) \text{эВ}$	$(m_{\nu_e}^{\text{eff}})^2 = (0.73 \pm 0.36) \text{эВ}^2$
$m_2 = (0.037 \pm 0.04) \text{эВ}$	$m_{\nu_\mu}^{\text{eff}} = (0.21 \pm 0.07) \text{эВ}$	$(m_{\nu_\mu}^{\text{eff}})^2 = (0.05 \pm 0.03) \text{эВ}^2$
$m_3 = (0.037 \pm 0.04) \text{эВ}$	$m_{\nu_\tau}^{\text{eff}} = (0.037 \div 0.53) \text{эВ}$	$(m_{\nu_\tau}^{\text{eff}})^2 = (0.0014 \div 0.27) \text{эВ}^2$
$m_4 = (2.70 \pm 0.22) \text{эВ}$	$m_{\nu_s}^{\text{eff}} = (2.51 \div 2.55) \text{эВ}$	$(m_{\nu_s}^{\text{eff}})^2 = (6.26 \div 6.53) \text{эВ}^2$

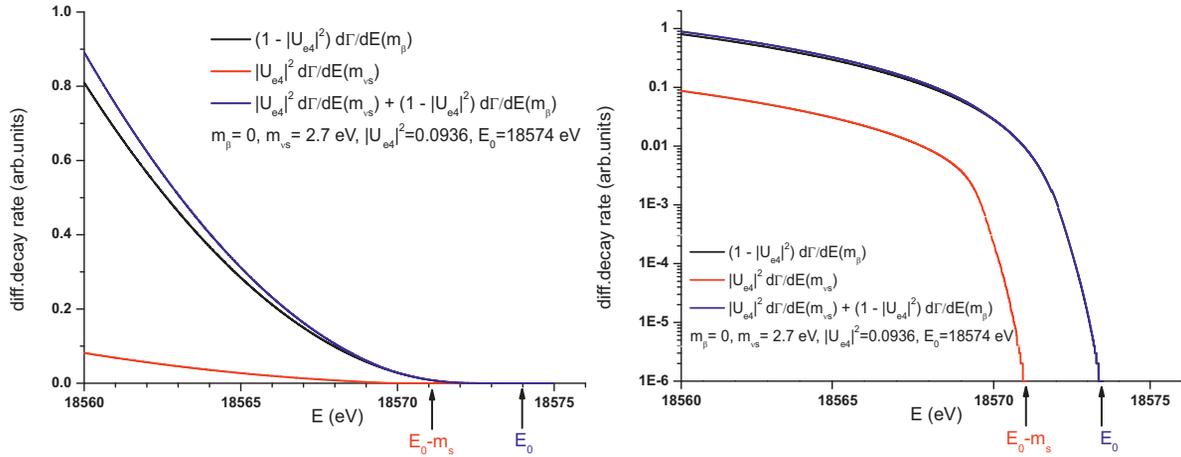


Рис. 13. Расчет дифференциального спектра электронов с учетом стерильного нейтрино с параметрами $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.36$ и $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3\text{эВ}^2$, красная линия демонстрирует вклад стерильного нейтрино

12. ВЫВОДЫ ИЗ ПРЕДСТАВЛЕННОГО АНАЛИЗА

1. Результаты прямого эксперимента по поиску стерильного нейтрино — Нейтрино-4 указывает на существование стерильного нейтрино с параметрами осцилляций: $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst})\text{эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$. Значение параметров, соответствующих лучшему совместному фиту по результатам прямых экспериментов Нейтрино-4, SAGE, GALLEX, BEST $\Delta m_{14}^2 = 7.3\text{эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.38$, достоверность гипотезы осцилляций 5.8σ .

2. Область значений эффекта на арреагансе в экспериментах MiniBooNE, LSND не исключена, но ограничена данными на disappearance мюонных нейтрино при использовании $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$ из эксперимента Нейтрино-4 и данными на $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst})\text{эВ}^2$ и эксперимента Нейтрино-4.

3. Параметры стерильного нейтрино $m_4 = (2.70 \pm 0.22)\text{эВ}$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$ позволяют сделать оценку эффективной массы электронного нейтрино: $m_{\nu_e}^{\text{eff}} = (0.86 \pm 0.21)\text{эВ}$. Эксперимент KATRIN не видит стерильного нейтрино и делает ограничение на массу нейтрино в модели 3х нейтрино $m_{3\nu_e}^{\text{eff}} < 0.8\text{эВ}$ (CL 90%) поэтому прямое сравнение результатов не корректно.

4. Параметры четвертого нейтрино, полученные в эксперименте Нейтрино-4 должны быть использованы в эксперименте KATRIN в качестве

дополнительных параметров для определения m_1^2, m_2^2, m_3^2 .

5. Значение майорановской массы, рассчитанное с параметрами осцилляций Нейтрино-4, составляет $m(0\nu\beta\beta) = (0.27 \pm 0.12)\text{эВ}$, что в три раза превышает лучший предел, заявленный экспериментом GERDA. Если в будущем предел майорановской массы эксперимента по двойному бета-распаду будет понижен, а результат Нейтрино-4 и ГА и BEST подтвердятся, то это поднимет вопрос о том, что нейтрино является частицей майорановского типа.

6. Эксперименты STEREO, PROSPECT для корректного сравнения собственных результатов с результатами эксперимента Нейтрино-4 должны представить данные в виде зависимости L/E. Только тогда можно обсуждать закрытие или подтверждение результата эксперимента Нейтрино-4.

13. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ СТЕРИЛЬНОГО НЕЙТРИНО

Прежде всего, практически все обсуждавшиеся выше эксперименты будут продолжаться. Здесь мы хотим обратить внимание на эксперименты, в которых будет существенно увеличена точность измерений.

1. На установке ICARUS в FermiLab Карло Руббиа планирует эксперименты с высокой точностью [36]. Эксперименты в первую очередь будут

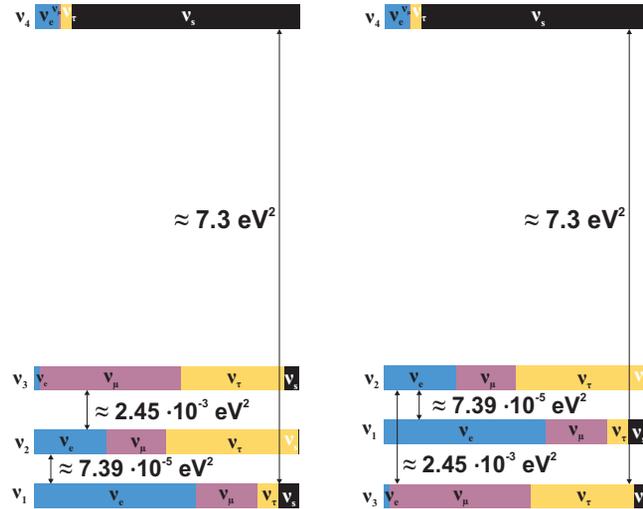


Рис. 14. Схема смешивания ароматов активных нейтрино и стерильного нейтрино для прямой и обратной иерархии масс

посвящены следующим четырем задачам:

- (i) Обнаружение исчезновения мюонных нейтрино.
- (ii) Обнаружение исчезновения электронных нейтрино.
- (iii) Обнаружение появления сигнала электронных нейтрино в пучке мюонных нейтрино.
- (iv) Подтверждение эффективных масс стерильного нейтрино.

Таким образом, это полная программа решения проблемы стерильного нейтрино. Работы в ходе реализации.

2. Коллаборация Нейтрино-4 планирует усовершенствовать существующую экспериментальную установку, а также создать вторую нейтринную лабораторию на реакторе СМ-3, которая будет оснащена детектором в три раза более высокой чувствительности [37]. Работы в ходе реализации.

Благодарности. Авторы признательны коллегам ПИЯФ НИЦ КИ и ИЯИ РАН за полезные обсуждения на семинарах. Коллаборация Нейтрино-4 выражают благодарность Карло Руббиа за привлечение внимания к результатам нашего эксперимента.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект No 20-12-00079).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Workman et al., Particle Data Group, Progress of Theoretical and

Experimental Physics, **2022**, 083C01 (2022). <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>

2. A. Aguilar et al., LSND Collaboration, Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001); [hep-ex/0104049]; <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007>

3. A. A. Aguilar-Arevalo et al., MiniBooNE Collaboration, Phys. Rev. Lett. **121**, 221801 (2018); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.221801>

4. G. Mention, M. Fechner, T. Lasserre, T. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier et al., *The Reactor Antineutrino Anomaly*, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006>

5. C. Giunti and T. Lasserre, *eV-scale Sterile Neutrinos*, Annual Review of Nuclear and Particle Science, **69**, 163 (2019); <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101918-023755>

6. W. Hampel et al., GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B **420**, 114 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)01562-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01562-1)

7. J. Abdurashitov et al., SAGE Collaboration, Phys. Rev. C **59**, 2246 (1999); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.59.2246>

8. V. Barinov, B. Cleveland, V. Gavrin, D. Gorbunov, and T. Ibragimova, Phys. Rev. D **97**, 073001 (2018); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.073001>

9. S. Gariazzo, P. F. de Salas, and S. Pastor, JCAP **07**, 014 (2019).

10. B. Dasgupta and J. Kopp, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 031803 (2014).
11. A. Serebrov and R. Samoilov, *JETP Lett* **112** 4, 199 (2020); <https://doi.org/10.1134/S0021364020160122>
12. A. P. Serebrov et al., Neutrino-4 Collaboration, *Phys. Rev. D* **104**, 032003; <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.032003>
13. V. V. Barinov et al., BEST Collaboration, *Phys. Rev. C* **105**, 065502 (2022); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.065502>
14. V. Barinov, V. Gavrin, V. Gorbachev, D. Gorbunov, and T. Ibragimova, *Phys. Rev. D* **99**, 111702 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.111702>
15. V. Barinov and D. Gorbunov, *Phys. Rev. D* **105**, L051703 (2022); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.L051703>
16. K. N. Abazajian et. al., *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*, arXiv:1204.5379v1
17. C. Giunti, Y. F. Li, C. A. Ternes, and Z. Xin, *Phys. Lett. B* **829**, 137054 (2022).
18. K. Goldhagen, M. Maltoni, S. Reichard, and Thomas Schwetz, *Eur. Phys. J. C* **82**, 116 (2022); <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10052-2>
19. F. P. An et al., PROSPECT, Daya Bay collaborations, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 081801 (2022); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.081801>
20. D. S. Gorbunov, V. A. Rubakov, *Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory*, 2nd edition, New Jersey: World Scientific (2017); <https://doi.org/10.1142/7874>
21. I. Alekseev et. al., DANSS Collaboration, *Phys. Lett. B* **787**, 56 (2018); <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.038>.
22. Z. Atif et al., The RENO and NEOS Collaborations, *Search for Sterile Neutrino Oscillation Using RENO and NEOS Data*, *Phys. Rev. D* **105**, L111101 (2022); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.L111101>
23. M. Andriamirado et. al., PROSPECT Collaboration, *Phys. Rev. D* **103**, 032001 (2021); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.032001>
24. H. Almazán et. al., STEREO Collaboration, *Phys. Rev. D* **102**, 052002 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.052002>
25. M. Licciardi, *Experimental results with reactors*, The XXX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2022), https://indico.kps.or.kr/event/30/contributions/850/attachments/143/309/Slide_Matthieu%20Licciardi.pdf
26. M. Aker et al., KATRIN Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 091803 (2021); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.091803>
27. M. Aker et al., The KATRIN Collaboration, *Nat. Phys.* **18**, 160–166 (2022); <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1>
28. M. Agostini et al., GERDA Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 252502 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.252502>
29. K. Abe et al., T2K Collaboration, *Phys. Rev. D* **91**, 051102(R) (2015); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.051102>
30. M. G. Aartsen et al., IceCube Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 141801; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.141801>
31. M. G. Aartsen et al., IceCube Collaboration, *Phys. Rev. D* **102**, 052009; <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.052009>
32. M. Dentler, Á. Hernández-Cabezudo, J. Kopp et al., *J. High Energ. Phys.* 2018, **10**, (2018).
33. C. A. Argüelles et al., *Phys. Rev. Lett.* **128**, 241802 (2022); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.241802>
34. S. Haystotz, P. F. de Salas, S. Gariazzo, M. Gerbino, M. Lattanzi, S. Vagnozzi, K. Freese, and S. Pastor, *Phys. Rev. D* **104**, 123524 (2021); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.123524>
35. A. P. Serebrov, R. M. Samoilov, M. E. Chaikovskii, and O. M. Zherebtsov, *JETP Letters* **116**, 669 (2022); <https://doi.org/10.1134/S002136402260224X>
36. C. Rubbia, XIX International Workshop on Neutrino Telescopes, (Online - 18-26 February 2021); <https://agenda.infn.it/event/24250/timetable/#20210218.detailed>
37. R. Samoilov, Neutrino-4 Collaboration, LXX International Conference NUCLEUS — 2020. Nuclear Physics and Elementary Particle Physics; https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/4060591/attachments/2124912/3577374/Samoilov_neutrino-4_nucleus.pdf