

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА DANSS С УЧЕТОМ АБСОЛЮТНОГО СЧЕТА АНТИНЕЙТРИНО В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАССТОЯНИЯ

Н. А. Скробова^{1,2}

Детектор DANSS – сцинтилляционный детектор с чувствительным объемом 1 м³, установлен на Калининской АЭС под ядром реактора на движущейся платформе. Расстояние от центра детектора до центра реактора изменяется от 10.9 м до 12.9 м. Детектор регистрирует около 5000 событий обратного бета-распада в день с уровнем фона от космических мюонов порядка двух процентов. В данной работе приводится описание анализа по поиску стерильного нейтрино с учетом абсолютной скорости счета антинейтринных событий. Итоговое отношение наблюдаемой скорости абсолютного счета DANSS к предсказанной на основе модели Хубера и Мюллера составило 0.98 ± 0.04 . Приводятся новые результаты по поиску стерильного нейтрино на основе 7 млн антинейтринных событий. При использовании консервативной оценки в 7% для полной систематической неопределенности в абсолютной скорости счета были установлены пределы в пространстве параметров гипотетического стерильного нейтрино. В частности, для больших ($\gtrsim 10 \text{ эВ}^2$) значений параметра Δm_{41}^2 исключаются значения $\sin^2 2\theta_{ee} > 0.26$ на 90% уровне достоверности.

Ключевые слова: нейтринные осцилляции, стерильные нейтрино, ядерный реактор.

Введение. Высокосегментированный сцинтилляционный детектор антинейтрино DANSS [1] расположен на четвертом энергоблоке Калининской АЭС (КАЭС) под актив-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: skrobova@lebedev.ru.

² НИЦ “Курчатовский институт”, 123182 Россия, Москва, пл. Ак. Курчатова, 1.

ной зоной реактора на подъемной платформе. Расстояние между центрами детектора и реактора варьируется от 10.9 до 12.9 м. Одной из основных целей эксперимента DANSS является поиск нейтринных осцилляций в гипотетическое стерильное нейтрино. Антинейтрино от реактора регистрируется с помощью реакции обратного бета-распада (ОБР): $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, в которой практически вся энергия антинейтрино за вычетом порога реакции 1.8 МэВ передается позитрону.

Первоначальные результаты по поиску стерильного нейтрино в эксперименте DANSS [2] были основаны на сравнении наблюдаемого и предсказанного отношения спектров зарегистрированных позитронов. Отношение спектра, набранного в нижнем положении детектора к спектру, набранному в верхнем положении детектора, сравнивалось с предсказанной кривой для различных значений параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$. При этом нормировка каждого из спектров не фиксировалась, т. е. анализ зависел исключительно от отношения формы спектров. Поскольку относительная эффективность детектора (отношение абсолютных эффективностей для различных положений) продемонстрировала хорошую временную стабильность, в анализ была внесена информация об относительных счетах, что позволило существенно расширить область чувствительности [3] по сравнению с областью чувствительности в случае анализа на основе только относительной формы спектров [4]. В данной работе рассматривается анализ по поиску стерильного нейтрино с учетом абсолютных скоростей счета антинейтринных событий в день. Используемая статистика составила 7 млн событий ОБР, из них 5 млн вошли в осцилляционный анализ. Результаты DANSS на предыдущей статистике представлены в [5].

Абсолютные скорости счета антинейтринных событий в эксперименте DANSS. Абсолютные скорости счета $\bar{\nu}_e$ могут быть описаны выражением:

$$\frac{dN(t)}{dt} = N_p \cdot \int_{E_{th}}^{E_{max}} \int_{V_{detector}} \int_{V_{reactor}} \varepsilon(E_\nu) \frac{1}{4\pi L^2} \sigma(E_\nu) \frac{d^2\phi(E_\nu, t)}{dE dt} \cdot P(L, E_\nu) dE dV_{detector} dV_{reactor}, \quad (1)$$

где N_p – число протонов в чувствительном объеме детектора, ε – эффективность детектора, L – расстояние между точкой рождения $\bar{\nu}_e$ в реакторе и точкой регистрации ОБР в детекторе (при этом учтено распределение точек деления в активной зоне реактора), $\sigma(E_\nu)$ – сечение реакции ОБР. Член $d^2\phi(E, t)/dE dt$ описывает спектр $\bar{\nu}_e$:

$$\frac{d^2\phi(E, t)}{dE dt} = \frac{W_{th}}{\langle E_{fis} \rangle} \sum f_i \cdot s_i(E), \quad (2)$$

где W_{th} – тепловая мощность реактора (данные предоставляются КАЭС), $\langle E_{fis} \rangle$ – средний энерговыход на деление, а E_i – средний энерговыход для каждого делящегося ком-

понента топлива [6]:

$$\langle E_{\text{fis}} \rangle = \sum E_i \cdot f_i, \quad (3)$$

f_i – доли деления, s_i – спектр $\tilde{\nu}_e$ на деление. Член $P(L, E_\nu)$ – вероятность реакторного антинейтрино сохранить свой аромат (не перейти в гипотетическое стерильное нейтрино). Осцилляции, связанные со значениями Δm^2 для трех известных в данный момент состояний нейтрино пренебрежимы на данных расстояниях.

Чувствительный объем детектора состоит из сцинтилляционных счетчиков (стрипов) размерами $100 \times 1 \times 4$ см³, произведенными из полистирола с добавлением сцинтилирующих присадок. Кроме того, каждый стрип содержит отражающий (нечувствительный) слой, в который добавлен гадолиний для захвата нейтронов от ОБР. Число протонов в чувствительном объеме было рассчитано на основании информации о геометрических характеристиках сцинтилляционных счетчиков и их химическом составе. Неопределенность в числе протонов составляет около 2% и вызвана, в основном, неидеальными геометрическими характеристиками. Это было получено посредством выборочных измерений размеров стрипов. При проведении анализа с учетом относительных счетов уже были рассмотрены вклады в эффективность детектора, которые могут вести себя по-разному для различных положений [3]. Мертвое время вычисляется непосредственно из счета детектора в текущем положении и для исследуемого интервала времени набора статистики. Коррелированные фоны немного различаются в разных положениях. Для каждого из положений детектора из спектров ОБР вычитался соответствующей данному положению коррелированный фон. Основной вклад вносит фон от космического излучения – 1% от счета ОБР в верхнем положении, который определяется по числу событий с сигналами в системе космического вето. В анализе также учитывается фон от быстрых нейтронов (0.3%) и фон от событий ОБР от соседних реакторов КАЭС (0.5%). Суммарный коррелированный фон составляет всего 1.8% от интегрального счета ОБР. Поэтому даже если использовать очень консервативную оценку в неопределенности фона в 30%, вклад этой неопределенности в абсолютную скорость счета составит 0.5%. При анализе учитывалась неидеальность детектора, связанная с наличием неисправных каналов, количество которых иногда менялось. В эффективность детектора вносятся поправки, рассчитанные напрямую из числа неработающих каналов в соответствующем периоде. На протяжении нескольких лет работы счета ОБР хорошо коррелируют с мощностью реактора с учетом нормировки, произведенной по нескольким точкам в начале набора статистики [7]. Это говорит о хорошей временной стабильности относительной эффективности. Поскольку оставшийся вклад

в абсолютную эффективность вносят такие характеристики как число протонов или эффективность критериев отбора, которые не зависят от времени, то можно сделать заключение и о временной стабильности абсолютной эффективности. Абсолютная эффективность детектора оценивается с помощью моделирования методом Монте-Карло с использованием системы библиотек моделирования Geant4. Моделирование позволяет полностью воспроизвести критерии отбора событий ОБР и получить оценку абсолютной эффективности на основе заложенного в модель исходного числа событий. Неопределенность в абсолютной эффективности, которая была вычислена вышеописанным способом, связана с неопределенностями в критериях отбора. Наиболее значащим фактором здесь является систематическая неопределенность энергетической шкалы детектора, поскольку многие критерии отбора ОБР сильно зависят от энергии. Вариация энергетической шкалы детектора на величину в одно стандартное отклонение позволила оценить неопределенность в эффективности как 2%. При этом для систематической неопределенности в энергетической шкале использовалась консервативная оценка 2%. Почти все калибровочные источники, используемые в эксперименте DANSS для определения энергетической шкалы, совпадают между собой с точностью лучше 1% (кроме натрия, который отличается на 1.8% от принятой энергетической шкалы). Временная стабильность энергетической калибровки обеспечивается регулярной калибровкой всех стрипов детектора с помощью космических мюонов (раз в два дня). Кроме того, каждые 30–40 минут для каждого индивидуального кремниевого фотоумножителя (КФУ) с помощью шумовых спектров производится калибровка коэффициента усиления и коэффициента оптической связи между ячейками кремниевых фотоумножителей (коэффициента оптического кросстолка), которые учитываются при вычислении числа фотоэлектронов из числа сработавших ячеек. Также корректируется нелинейность отклика КФУ из-за конечного эффективного числа его ячеек. Остаточные колебания энергетической шкалы, связанные с температурной зависимостью квантовой эффективности КФУ, не превышают 0.1% и намного меньше, чем используемая консервативная оценка неопределенности в энергетической шкале в 2%. Расстояние между детектором и реактором достаточно хорошо известно на основе данных с КАЭС, а также прецизионных измерений положения детектора в помещении относительно пола и потолка. Распределение точек деления внутри реактора известно с точностью порядка нескольких см и изменяется по ходу кампании. С помощью моделирования установлено, что при отклонении распределения точек деления в рамках систематических погрешностей, абсолютный счет в детекторе варьируется на величину порядка 1%. Мощность реактора известна с

точностью 1.5% по данным КАЭС. В анализ данных по поиску стерильного нейтрино вошли данные, полученные только для полной мощности реактора. Неопределенность в среднем энерговыходе на деление составляет 0.3% согласно результатам, полученным в [6]. Данные о долях деления основных компонент топлива поступают с КАЭС. Расчеты долей деления на КАЭС выполнялись различными способами. Различные способы расчета долей деления дают заметную разницу (порядка 7% в долях делений ^{239}Pu и около 3% в долях деления ^{235}U), однако, поскольку спектры для различных компонент топлива отличаются между собой не так сильно, то суммарный вклад в абсолютный счет от этой неопределенности составляет примерно 2%. Основным источником систематических неопределенностей при анализе с использованием абсолютных скоростей счета событий ОБР является неопределенность в потоке антинейтрино при заданной мощности реактора, которая составляет порядка 5% при консервативной оценке [8]. Итоговая систематическая неопределенность в абсолютной скорости счета ОБР составила 4% без учета неопределенности в предсказаниях для потоков антинейтрино, и 7% с учетом неопределенности в предсказаниях для потоков антинейтрино, табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Список источников систематической неопределенности для анализа с абсолютными скоростями счета ОБР; значения неопределенностей являются оценками отклонений в 1σ и приведены в процентах в соответствии с их вкладом в абсолютную скорость \tilde{y}_e счета

Источник	Погрешность
Число протонов	2%
Критерии отбора ОБР	2%
Геометрические факторы (расстояние до реактора и профиль распределения точек деления)	1%
Доли делений (данные КАЭС)	2%
Средний энерговыход на деление [6]	0.3%
Мощность реактора (данные КАЭС)	1.5%
Фоны	0.5%
Всего	4%
Предсказания для спектров антинейтрино	2–5%
Всего с учетом неопределенностей в спектрах	5–7%

На рис. 1 представлено сравнение наблюдаемого и предсказанного с помощью модели Хубера и Мюллера [9, 10] счетов ОБР на протяжении более шести лет. Каждая точка соответствует нескольким дням набора статистики. Полоса вокруг предсказанных значений демонстрирует систематическую неопределенность без учета неопределенности в потоках антинейтрино (т. е. 4%). Итоговое отношение наблюдаемого абсолютного счета DANSS к предсказанному составило 0.98 ± 0.04 с учетом всех данных на полной мощности реактора и всех положений детектора. Данные находятся в согласии с предсказаниями в рамках систематических ошибок. Статистические ошибки в данном анализе пренебрежимы. Если рассматривать в качестве предсказаний для потоков антинейтрино данные, полученные в Курчатовском институте [11, 12], то отношение наблюдаемого абсолютного счета DANSS к предсказанному составит 1.02 ± 0.04 .

Поиски стерильного нейтрино с учетом информации об абсолютной скорости счета антинейтринных событий. В модели с тремя активными и одним стерильным нейтрино (3+1) вероятность выжить (сохранить свой аромат) на коротких расстояниях (~ 10 м) для реакторных антинейтрино описывается следующим выражением:

$$P \approx 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{41}^2 L}{E_\nu} \right), \quad (4)$$

где $\Delta m_{41}^2 = m_4^2 - m_1^2$ [эВ²] – разность квадратов масс собственных массовых состояний нейтрино, $\sin^2 2\theta_{ee}$ – параметр смешивания, E_ν [МэВ] – энергия антинейтрино, L [м] – расстояние между точкой рождения и точкой регистрации. Для достаточно больших значений параметра Δm_{41}^2 ($\gtrsim 10$ эВ²) аргумент второго синуса в формуле (4) имеет ошибку, превосходящую период осцилляций, что приводит к усреднению квадрата синуса $\sin^2(1.27 \Delta m_{41}^2 L / E_\nu)$ до величины 1/2. Тогда формула (4) переходит в следующий вид:

$$P \approx 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{ee}. \quad (5)$$

Таким образом, использование информации об абсолютных скоростях счета в день позволяет расширить область чувствительности в пространстве параметров стерильного нейтрино к большим значениям Δm_{41}^2 . Поскольку, вероятность в формуле (5) не зависит от расстояния, анализ с учетом только относительных счетов и относительной формы спектра не позволял продвинуться в эту область. Именно в области больших значений Δm_{41}^2 имеются указания на существования стерильного нейтрино, полученные в экспериментах BEST [13] и Нейтрино-4 [14]. Для учета информации об абсолютных скоростях счета антинейтрино в тестовую статистику вводится соответствующий член

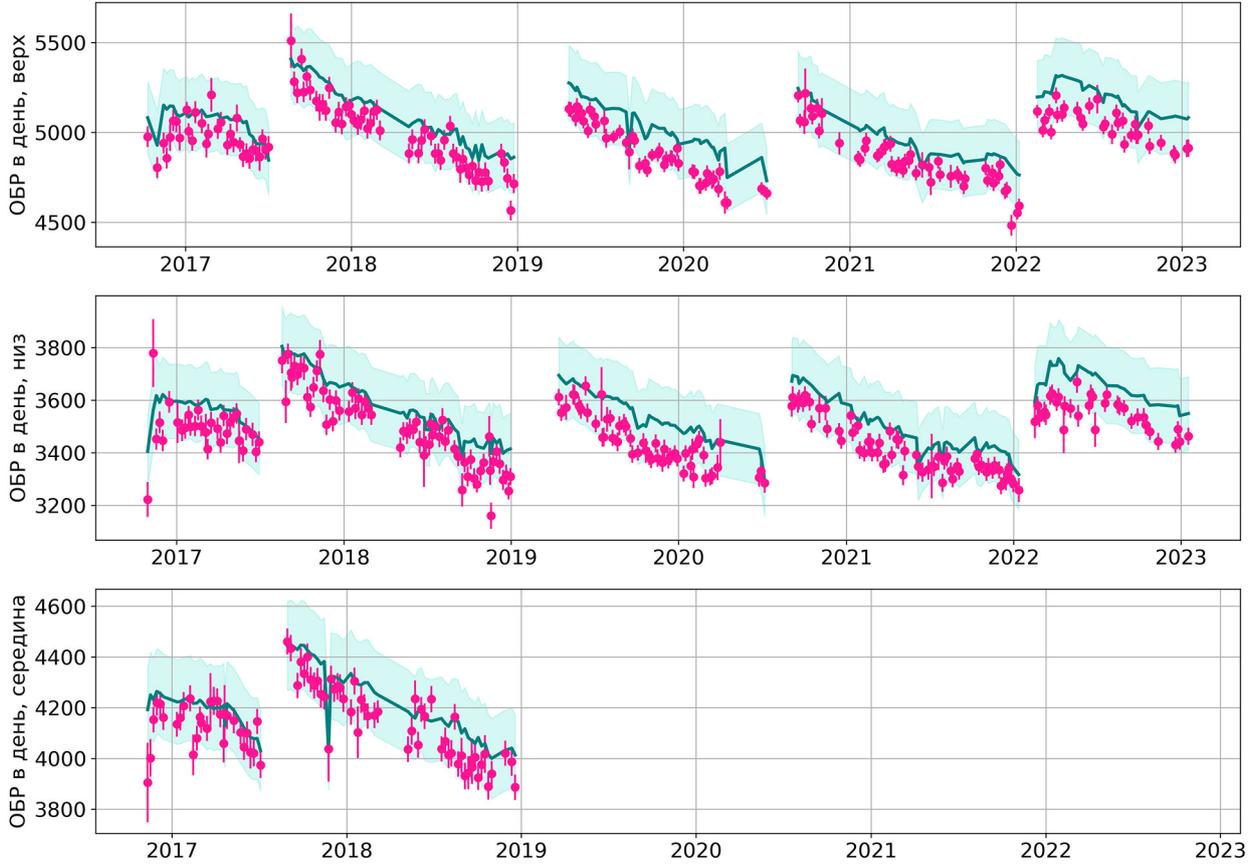


Рис. 1: Наблюдаемые и предсказанные скорости счета ОБР в детекторе DANSS для верхнего, нижнего и среднего положений детектора на протяжении всего времени набора данных. Каждая точка отражает скорость счета, измеряемую в течение нескольких дней со своей статистической ошибкой. Сплошная линия — предсказанные счета. Предсказанные счета не учитывают осцилляции в гипотетическое стерильное состояние, а модель потоков антинейтрино основана на работах Хубера и Мюллера [9, 10]. Проиллюстрированные систематические неопределенности не включают в себя неопределенности в предсказанных потоках антинейтрино.

χ_{abs}^2 . В результате χ^2 определяется следующим образом:

$$\chi^2 = \min_{\eta, k} \{ \chi_{\text{I}}^2 + \chi_{\text{II}}^2 + \chi_{\text{penalty}}^2 + \chi_{\text{abs}}^2 \}, \quad (6)$$

$$\chi_{\text{I}}^2 = \sum_{i=1}^N \begin{pmatrix} Z_1 & Z_2 \end{pmatrix} \cdot W^{-1} \cdot \begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

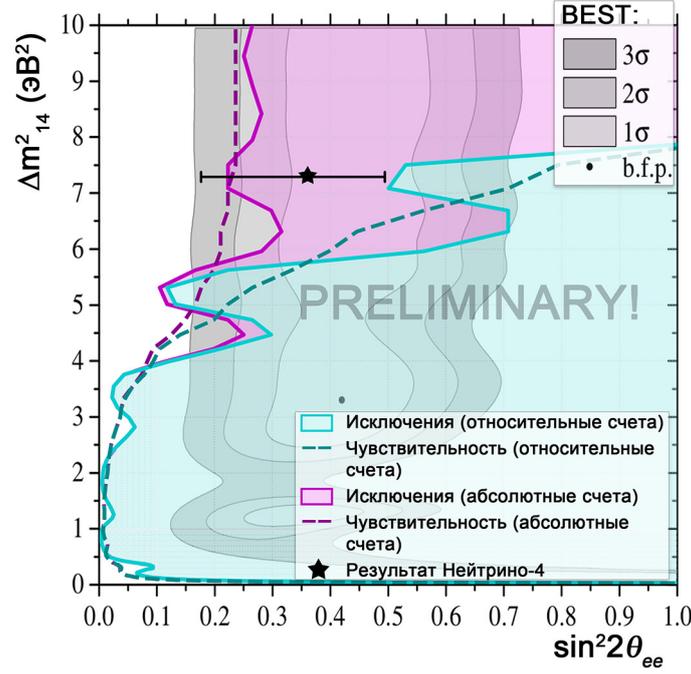


Рис. 2: Области исключения значений параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ на 90% уровне достоверности, полученные гауссовским CL_s методом. Голубой цвет соответствует анализу без учета информации об абсолютной скорости счета событий ОБР, малиновый цвет соответствует анализу с учетом информации об абсолютной скорости счета событий ОБР. Пунктирные линии являются соответствующими границами областей чувствительности. Серые области – предпочтительные параметры, полученные в эксперименте BEST, маркером обозначена наилучшая точка, полученная в эксперименте Нейтрино-4.

$$\chi_{\text{II}}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{Z_{1i}^2}{\sigma_{1i}^2} = \sum_{i=1}^N \frac{(R_{1i}^{\text{obs}} - k_1 \times R_{1i}^{\text{pre}}(\eta))^2}{\sigma_{1i}^2}, \quad (8)$$

$$\chi_{\text{penalty}}^2 = \sum_{j=1,2} \frac{(k_j - k_j^0)^2}{\sigma_{k_j}^2} + \sum_l \frac{(\eta_l - \eta_l^0)^2}{\sigma_{\eta_l}^2}, \quad (9)$$

$$\chi_{\text{abs}}^2 = ((N_{\text{top}} + N_{\text{mid}} + N_{\text{bottom}})^{\text{obs}} - (N_{\text{top}} + k_2 \cdot \sqrt{k_1} \cdot N_{\text{mid}} + k_1 \cdot N_{\text{bottom}})^{\text{pre}})^2 / \sigma_{\text{abs}}^2, \quad (10)$$

где i – бин по энергии, $Z_j = R_j^{\text{obs}} - k_j \times R_j^{\text{pre}}(\Delta m^2, \sin^2 2\theta, \boldsymbol{\eta})$ для каждого бина по энергии, $R_1 = N_{\text{bottom}}/N_{\text{top}}$, $R_2 = N_{\text{mid}}/\sqrt{N_{\text{bottom}} \cdot N_{\text{top}}}$, где N_{top} , N_{mid} , N_{bottom} – абсолютные

скорости счета в день для каждого из положений детектора, индекс obs соответствует наблюдаемым величинам, а индекс pre – предсказанным. W – ковариационная матрица, \mathbf{k} – относительная эффективность (номинальные значения $k_1^0 = k_2^0 = 1$), $\boldsymbol{\eta}$ – другие параметры систематических неопределенностей (nuisance parameter), σ – систематическая неопределенность. В качестве систематической неопределенности абсолютных счетов использована консервативная оценка $\sigma_{\text{abs}} = 7\%$, которая учитывает как неопределенности, связанные с экспериментом (4%), так и неопределенности в предсказанных спектрах антинейтрино (5%).

Наилучшая точка в пространстве параметров стерильного нейтрино, полученная в эксперименте DANSS имеет значения $\Delta m_{41}^2 = 0.34 \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.07$ и $\chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2 = 9.8$, что соответствует значимости ($\sim 2.3\sigma$). Таким образом, в эксперименте DANSS не обнаружено статистически значимых свидетельств в пользу существования стерильного нейтрино.

Область исключения в пространстве параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$ представлена на рис. 2. Голубым цветом обозначены области, соответствующие анализу без учета абсолютных скоростей счета антинейтринных событий в DANSS. Малиновым цветом обозначены области, полученные с учетом информации об абсолютной скорости счета антинейтринных событий. Такой анализ позволил существенно расширить чувствительность эксперимента в область больших значений параметра Δm_{41}^2 . В результате была исключена наилучшая точка, полученная в эксперименте Нейтрино-4 ($\Delta m_{41}^2 = 7.3 \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.36$), а также значительная часть предпочитаемых параметров стерильного нейтрино, полученных в эксперименте BEST. В качестве предсказаний для спектров антинейтрино использована модель Хубера и Мюллера [9, 10]. При использовании предсказаний для спектров антинейтрино на основе результатов из Курчатовского института [11, 12] получается еще более жесткий предел на параметр $\sin^2 2\theta_{ee}$. Полученный результат зависит от модели для спектров нейтрино, однако в анализе была использована консервативная оценка в 5% для этой неопределенности.

Выводы. Были получены оценки величины основных систематических неопределенностей в скорости счета антинейтринных событий в детекторе DANSS на разных расстояниях от реактора. Полная систематическая неопределенность составила 7%. Получено сравнение наблюдаемой и предсказанной с помощью модели Хубера и Мюллера скорости счета антинейтринных событий на протяжении шести лет. Итоговое отношение наблюдаемого абсолютного счета DANSS к предсказанному составило 0.98 ± 0.04 с учетом данных, набранных во всех положениях детектора (без учета систематической

неопределенности в предсказаниях для спектров антинейтрино).

Была получена область исключения в пространстве параметров стерильного нейтрино в эксперименте DANSS в случае учета абсолютных скоростей счетов антинейтринных событий на разных расстояниях от реактора с использованием консервативной оценки в 7% для систематической неопределенности в абсолютной скорости счета. При получении областей исключения использовались предсказания Хубера и Мюллера для спектров антинейтрино от реактора. Для больших ($\gtrsim 10$ эВ²) значений параметра Δm_{41}^2 с 90% уровнем достоверности исключаются значения параметра $\sin^2 2\theta_{ee} > 0.26$. Использование абсолютных скоростей счета детектора DANSS позволило исключить наилучшую точку $\Delta m_{41}^2 = 7.3$ эВ², $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.36$, полученную в эксперименте Нейтрино-4. Кроме того, исключается практически вся область допустимых параметров, полученных в эксперименте BEST, для достаточно больших значениях параметра Δm_{41}^2 .

Данная работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-00054.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin, et al., JINST **11**, P11011 (2016). DOI: 10.1088/1748-0221/11/11/P11011.
- [2] I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin, et al., Phys. Lett. B **787**, 56 (2018). DOI: 10.1016/j.physletb.2018.10.038.
- [3] Н. Скробова, Краткие сообщения по физике ФИАН **47(9)**, 26 (2020). DOI: 10.3103/S1068335620090067.
- [4] Н. Скробова, Краткие сообщения по физике ФИАН **47(4)**, 3 (2020). DOI:10.3103/S1068335620040077.
- [5] M. Danilov, *New results from the DANSS experiment*, PoS (ICHEP 2022) 414. DOI: 10.22323/1.414.0616 [616, arXiv:2211.01208].
- [6] X. B. Ma, W. L. Zhong, L. Z. Wang, et al., Phys. Rev. C **88**, 014605 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevC.88.014605.
- [7] I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin, et al., Physics of Atomic Nuclei **82**, 415 (2019). DOI: 10.1134/S1063778819050041.
- [8] A. C. Hayes, J. L. Friar, G. T. Garvey, et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 202501 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.202501.
- [9] P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevC.84.024617.

- [10] Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, et al., Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevC.83.054615.
- [11] V. I. Kopeikin, Y. N. Panin, A. A. Sabelnikov, Phys. At. Nucl. **84**, 1 (2021). DOI: 10.1134/S1063778821010129.
- [12] V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, O. Titov, Phys. Rev. D **104**, L071301 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevD.104.L071301.
- [13] V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin, et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 232501 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevLett. 28.232501.
- [14] A. P. Serebrov, R. M. Samoilo, V. G. Ivochkin, et al., Phys. Rev. D **104**, 032003 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevD.104.032003.

Поступила в редакцию 29 июля 2023 г.

После доработки 30 октября 2023 г.

Принята к публикации 31 октября 2023 г.