Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 4, с. 209 – 218

Первое наблюдение эффекта осцилляций в эксперименте Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино

А. П. Серебров[+1)], *В. Г. Ивочкин*[+], *Р. М. Самойлов*[+], *А. К. Фомин*[+], *А. О. Полюшкин*[+], *В. Г. Зиновьев*[+], *П. В. Неустроев*[+], *В. Л. Головцов*[+], *А. В. Черный*[+], *О. М. Жеребцов*[+], *М. Е. Чайковский*[+], *В. П. Мартемьянов*[*], *В. Г. Тарасенков*[*], *В. И. Алешин*[*], *А. Л. Петелин*[×], *А. Л. Ижутов*[×], *А. А. Тузов*[×], *С. А. Сазонтов*[×], *М. О. Громов*[×], *В. В. Афанасьев*[×], *М. Е. Зайцев*[+○], *А. А. Герасимов*[+], *Д. К. Рязанов*[○]

[+] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" Петербургский институт ядерной физики, 188300 Гатчина, Россия*

[*] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[×] *ОАО Государственный научный центр Научно-исследовательский институт атомных реакторов, 433510 Димитровград, Россия*

[○] *Димитровградский инженерно-технологический институт (филиал Национального исследовательского ядерного университета "МИФИ"), 433511 Димитровград, Россия*

Поступила в редакцию 12 июля 2018 г.
После переработки 3 декабря 2018 г.
Принята к публикации 6 декабря 2018 г.

Эксперимент Нейтрино-4 представляет результаты измерений зависимости потока и энергетического спектра реакторных антинейтрино от расстояния в диапазоне 6–12 м от центра реактора. Подгонка экспериментальной зависимости законом $1/L^2$, где L – расстояние от центра реактора дает удовлетворительный результат с критерием согласия 81 %. Однако, обнаружено отличие экспериментального спектра антинейтринных сигналов от расчетного спектра. Использование экспериментального спектра позволяет провести безмодельный анализ ограничений на параметры осцилляций Δm_{14}^2 и $\sin^2 2\theta_{14}$. Результатами такого анализа область реакторной и галлиевой аномалии оказывается исключенной с вероятностью больше 99.7 % ($>3\sigma$) для значений $\Delta m_{14}^2 < 3$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta_{14} > 0.1$. Однако в области значений $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3$ эВ^2, $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.39$ наблюдается эффект осцилляций на уровне достоверности 2.8σ. Предложен метод когерентного сложения результатов измерений, позволяющий продемонстрировать прямым образом эффект осцилляций. В целом складывается впечатление, что подтверждается эффект, предсказанный в галлиевом и реакторном экспериментах, но при достаточно больших значениях Δm_{14}^2. Обсуждаются перспективы эксперимента.

DOI: 10.1134/S0370274X19040015

В настоящее время широко обсуждается гипотеза существования стерильного нейтрино. Можно предположить, что из-за перехода реакторных антинейтрино в стерильное состояние будет наблюдаться эффект осцилляций на коротких расстояниях от реактора [1, 2]. Кроме того, стерильное нейтрино рассматривается как кандидат в темную материю.

Отношение наблюдаемого антинейтринного потока к предсказанному потоку в различных реакторных экспериментах оценивается как 0.934 ± 0.024 [3]. Эффект составляет 3 стандартных отклонения. Этого недостаточно, чтобы с уверенностью утверждать о реакторной антинейтринной аномалии. Важно отметить, что метод сравнения измеренного нейтринного потока от реактора с ожидаемым рассчитанным значением требует точной оценки потока антинейтрино от реактора и эффективности нейтринного детектора. Это метод абсолютных измерений.

Гипотеза осцилляций в стерильное состояние может быть проверена прямым измерением зависимости нейтринного потока и нейтринного спектра на различных расстояниях в диапазоне 6–12 м. Это метод относительных измерений, который может быть более точным. Для этого детектор должен быть передвижным и спектрально чувствительным. Наш эксперимент нацелен на подтверждение возможного существования стерильного нейтрино с определенным уровнем достоверности или же на опровержение этой гипотезы. Для наблюдения осцилляций в стерильное состояние необходимо зарегистрировать отклонение

[1)] e-mail: serebrov_ap@pnpi.nrcki.ru

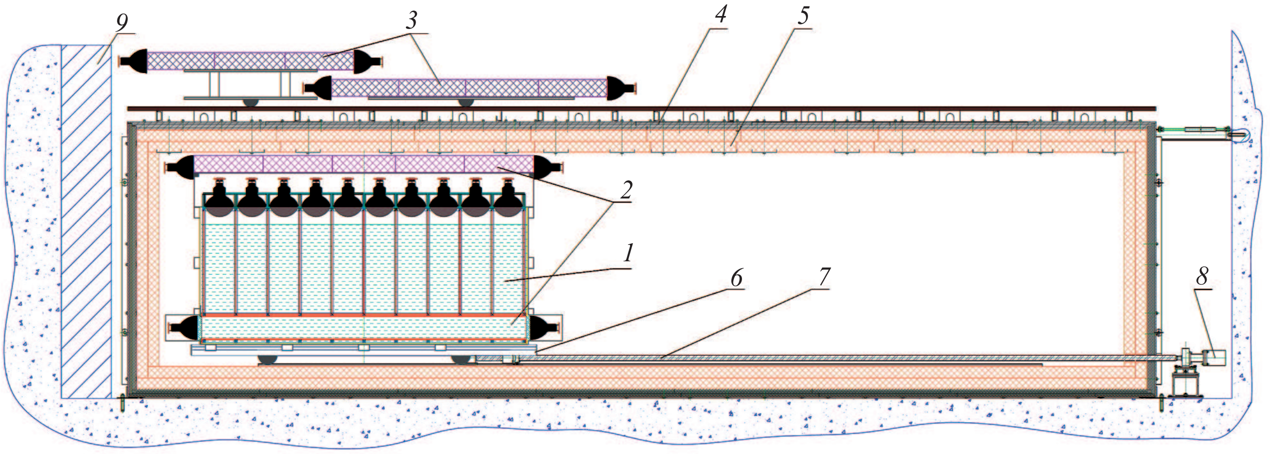

Рис. 1. (Цветной онлайн) Общая схема экспериментальной установки: *1* – детектор реакторных антинейтрино; *2* – внутренняя активная защита; *3* – внешняя активная защита (зонтик); *4* – борированный полиэтилен пассивной защиты; *5* – стальная и свинцовая пассивная защита; *6* – передвижная платформа; *7* – винт подачи; *8* – шаговый двигатель, *9* – защита от быстрых нейтронов из железной дроби

зависимости нейтринного потока от расстояния от закона $1/L^2$. Если процесс осцилляций в стерильное состояние действительно имеет место, он может быть описан на коротких расстояниях следующей формулой:

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

где $E_{\bar{\nu}}$ – энергия антинейтрино, и Δm_{14}^2, $\sin^2 2\theta_{14}$ – неизвестные параметры осцилляций.

В ходе эксперимента необходимо проводить измерения потока и спектра антинейтрино как можно ближе к практически точечному источнику антинейтрино.

Мы рассмотрели возможности проведения новых экспериментов на исследовательских реакторах в России. Именно исследовательские реакторы желательно использовать для проведения подобного рода экспериментов, так как они обладают компактной активной зоной, и нейтринный детектор может быть расположен на коротком расстоянии от нее. К сожалению, помещения исследовательских реакторов, как правило, подвержены значительному влиянию нейтронного и гамма фонов, что затрудняет их использование в качестве площадок для низкофоновых экспериментов. Благодаря некоторым конструктивным особенностям реактор СМ-3 обеспечивает наиболее подходящие условия для экспериментов по поиску нейтринных осцилляций на коротких расстояниях [4, 5]. Но реактор СМ-3, как и другие исследовательские реакторы, расположен на поверхности Земли, и поэтому космический фон является самой главной трудностью в проведении данного эксперимента.

Схема детектора с пассивной и активной защитой показана на рис. 1. Полномасштабный детектор имеет объем жидкого сцинтиллятора 1.8 м^3 (5×10 секций с размерами $0.225 \times 0.225 \times 0.85$ м^3, заполненных сцинтилятором на высоту 0.70 м). Детектор с сцинтиллятором с добавкой гадолиния концентрацией 0.1 % предназначен для регистрации процессов обратного бета-распада $\bar{\nu} + p \to e^+ + n$ (ОБР). Метод регистрации антинейтрино состоит в выделении коррелированной пары сигналов: мгновенного сигнала от позитрона и задержанного сигнала после захвата нейтрона гадолинием.

Активная защита детектора состоит из внешней и внутренней части по отношению к пассивной защите. Внутренняя активная защита расположена над детектором и под ним. Детектор имеет 50 секций – 10 рядов по 5 секций в каждом ряду. Первый и последний ряд детектора используется в качестве активной защиты и в то же время в качестве пассивной защиты от быстрых нейтронов. Таким образом, объем сцинтиллятора, использующийся для измерений, составляет 1.42 м^3. Детектор имеет многосекционную структуру. Для производства измерений детектор может перемещаться в различные позиции на расстояние, кратное размеру секции. В результате разные секции проходят через одинаковые расстояния от реактора за исключением краевых ситуаций на ближнем и дальнем расстояниях.

Целью создания секционированного детектора является использование дополнительных критериев для отбора нейтринных событий. Главной проблемой эксперимента на земной поверхности являются быстрые нейтроны от космического излучения. Рассеяние быстрых нейтронов легко имитирует реакцию ОБР, в результате которой детектируется антинейтрино. Регистрация первого (стартового или мгновенного) сигнала от протона отдачи имитирует регистрацию позитрона. Вторым (стоповым или задержанным) сигналом в обоих случаях будет сигнал после захвата нейтрона гадолинием. Разница для мгновенных сигналов заключается в том, что позитрон, рожденный в реакции ОБР, обязательно проаннигилирует с электроном, в результате чего появятся два гамма-кванта с энергией 511 кэВ, которые разлетятся в противоположных направлениях. Трек протона отдачи с высокой вероятностью будет полностью укладываться в одной секции, так как его длина пробега ~ 1 мм. Длина свободного пробега позитрона в органическом сцинтилляторе менее ~ 5 см, и сигнал от него будет виден в одной секции, а гамма-кванты с энергией 511 кэВ могут быть зарегистрированы в соседних секциях.

Монте-Карло расчеты показывают, что 63 % мгновенных сигналов могут быть зарегистрированы в одной секции и только 37 % мгновенных сигналов будут зарегистрированы в соседних секциях [6]. В наших измерениях разностный сигнал (реактор включен – реактор выключен), суммированный по всем расстояниям составил (37 ± 4) % мульти секционных событий и (63 ± 7) % односекционных событий. В рамках имеющейся точности это соотношение позволяет нам интерпретировать записанные события как нейтринные. К сожалению, более детальный анализ этого соотношения не представляется возможным из-за недостаточной статистической точности. Однако, следует заметить, что до постановки детектора в пассивную защиту были выполнены измерения фона быстрых нейтронов и гамма-квантов в зависимости от расстояния и мощности реактора [6, 7]. Они показали отсутствие значимой зависимости фона, как от мощности реактора, так и от расстояния. Это позволяет рассчитывать на то, что разностный сигнал (реактор включен–реактор выключен) определяется в основном потоком антинейтрино при включении реактора. Данное предположение подтверждается указанным выше соотношением между односекционными и многосекционными мгновенными сигналами, которое характерно именно для нейтринных событий.

Измерения с полномасштабном детектором были начаты в июне 2016 г. Измерения с включенным реактором проводились в течение 480 дней, а с выключенным реактором в течение 278 дней. Всего реактор был включен и выключен 58 раз. На рисунке 2 показаны результаты измерений разности скорости счета нейтриноподобных событий для полномасштабного детектора как зависимость потока антинейтрино от расстояния до центра активной зоны реактора.

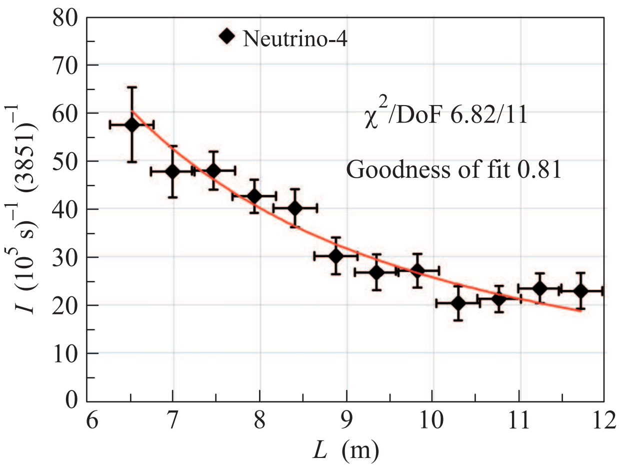

Рис. 2. (Цветной онлайн) Результаты экспериментальных данных для подгонки функцией A/L^2

Аппроксимация экспериментальной зависимости функцией A/L^2 дает удовлетворительный результат. Значимость подгонки функцией A/L^2 составляет 81 %. Поправка на конечные размеры активной зоны реактора и размеры детекторных секций является незначительной – 0.3 %, а поправка на несовпадение оси перемещения детектора и направления на центр активной зоны реактора также незначительна и составляет 0.6 %.

Для более детального анализа области параметров Δm_{14}^2 и $\sin^2 2\theta$ нужны спектральные измерения. Энергетическая калибровка для полномасштабного детектора была проведена с источниками гамма и нейтронного излучения (^{22}Na по линиям 511 кэВ и 1274 кэВ, по линии 2.2 МэВ от реакции $np{-}d\gamma$, по гамма линии 4.4 МэВ от Pu-Be источника, а также по суммарной энергии гамма квантов 8 МэВ при захвате нейтрона гадолинием) [7]. Результат показан на рис. 3.

Это позволило измерить спектр мгновенных сигналов, который регистрируется детектором. Он связан с энергией антинейтрино следующим соотношением: $E_{\rm promt} = E_{\bar\nu} - 1.8\,\text{МэВ} + 2 \cdot 0.511\,\text{МэВ}$, где $E_{\bar\nu}$ – энергия антинейтрино, соответствует энергии порога реакции ОБР, а $2 \cdot 0.511$ МэВ соответствует энергии аннигиляции позитрона. Однако, в эксперименте следует учитывать эффективность регистрации детектора и сравнивать его с ожидаемым спектром мгновенных сигналов, рассчитанным по Монте-Карло модели детектора. Пример такого сравнения представ-

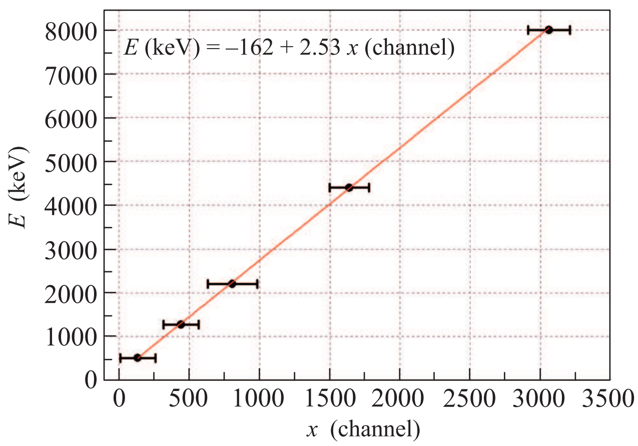

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результаты калибровки

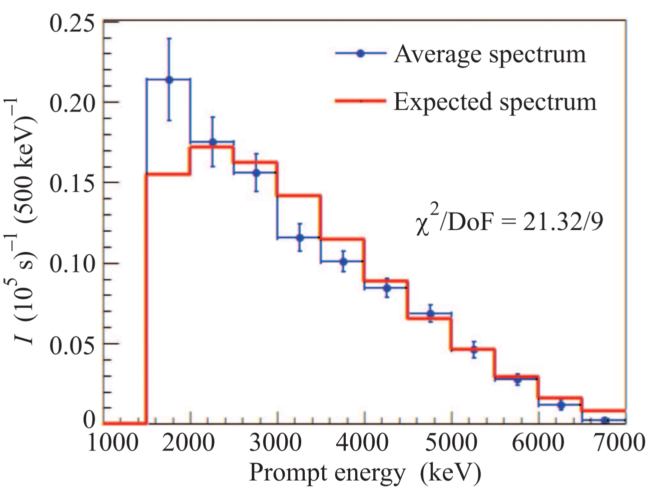

Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектр мгновенных сигналов для всего цикла измерений, объединенный для всех расстояний (среднее расстояние 8.6 м), красной гистограммой показан спектр, полученный в результате Монте-Карло моделирования при использовании антинейтринного спектра от осколков деления ^{235}U[1], так как реактор СМ-3 работает на высокообогащенном топливе

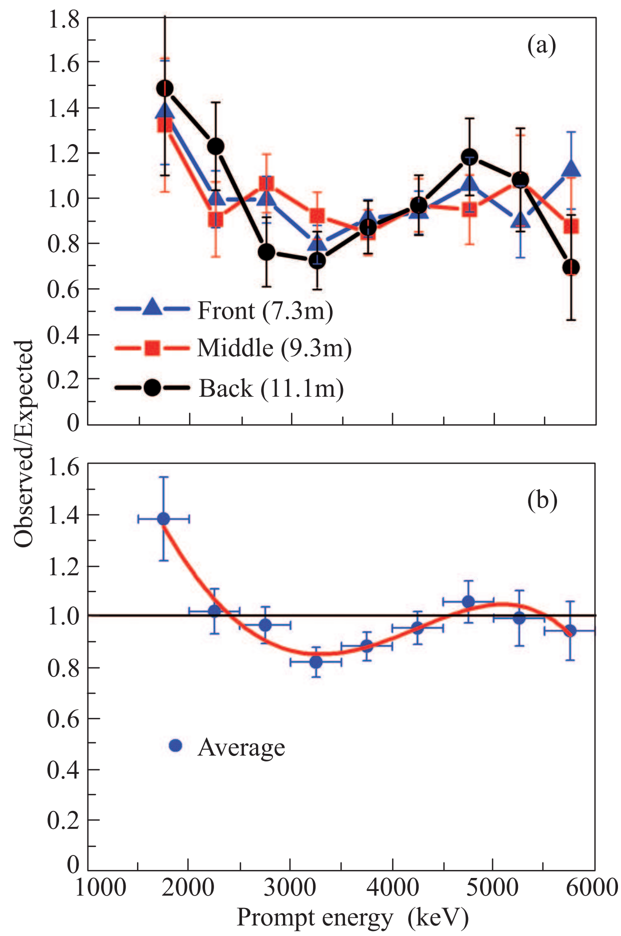

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Отношение экспериментальных спектров мгновенных сигналов к расчетным спектрам из Монте-Карло вычислений для трех интервалов (~ 2 м) с центрами: 7.3, 9.3 и 11.1 м. (b) – Усредненная по всем расстояниям кривая с подгонкой этой зависимости полиномом (красная кривая)

лен на рис. 4, где показан экспериментальный спектр мгновенных сигналов, усредненный по всем расстояниям с целью улучшить статистическую точность, а также Монте-Карло спектр мгновенных сигналов, при расчете которого использовался спектр антинейтрино для ^{235}U [1] и учитывались энергетические пороги экспериментальных сигналов.

Между расчетным и экспериментальным спектром наблюдается расхождение в области 3МэВ. Нормировка сделана на экспериментальный спектр. Отношение спектров показано на рис. 5.

Отношение экспериментальных спектров мгновенных сигналов, усредненных по расстоянию в интервалах (~ 2 м) с центрами в точках 7.3, 9.3 и 11.1 м, к расчетным спектрам из Монте-Карло вычислений представлено на рис. 5а. На рисунке 5b представлена усредненная по всем расстояниям кривая с подгонкой этой зависимости полиномом (красная кривая). Следует заметить, что характер отклонений экспериментального спектра от расчетного в рамках имеющейся точности одинаковый для разных расстояний. Во всяком случае, красная кривая одинаково хорошо подходит для всех расстояний. Критерий согласия подгонки составляет 77, 78 и 68 % для трех расстояний 7.3, 9.3 и 11.1 м, соответственно.

Так называемый "бамп" в области 5 МэВ также наблюдается, как и в других экспериментах [8–12], однако, его амплитуда больше, чем в экспериментах на атомных станциях. Если он связан с ^{235}U, как предполагается в работах [13–15], то это может быть объяснено высоким содержанием ^{235}U (95 %) на реакторе СМ-3 в отличие от эффективного вклада ^{235}U 56 % [11] или 65 % [8, 9, 12] на различных атомных станциях. Таким образом, одной из причин расхождения могут быть реакторные расчеты, причем с учетом дефицита 0.934 экспериментального потока антинейтрино по отношению к расчетному, обсуждать следует не "бамп" в области 5 МэВ, а "яму" в области 3 МэВ. Однако, нельзя исключить влияние осцилляций с большими значениями Δm_{14}^2, так как был выбран интервал усреднения 2 м. При таком усреднении и значениях $\Delta m_{14}^2 > 5$ эВ^2 будет наблюдаться подавление спектра с фактором $1-0.5\sin^2 2\theta_{14}$, причем оно начнется с малых энергий. Наконец, нельзя исключать возможность систематических ошибок при калибровке энергетической шкалы, а также в Монте-Карло расчетах спектра мгновенных сигналов в области малых энергий. Здесь есть трудность точной регистрации энергии квантов аннигиляции (511 кэВ) соседними секциями. Поэтому точка в спектре при энергии 1.5 МэВ является наиболее проблематичной.

Таким образом, необходимо найти способ анализа экспериментальных данных на параметры осцилляций, когда точное знание спектра не является критичным. Можно сделать модельно независимый анализ, используя соотношение (2), где в числителе стоит счет антинейтринных событий с коррекцией на геометрический фактор $1/L^2$, а в знаменателе его среднее значение по всему диапазону расстояний:

$$(N_{i,k} \pm \Delta N_{i,k})L_k^2/[K^{-1}\sum_k^K (N_{i,k} \pm \Delta N_{i,k})L_k^2] =$$

$$= [1 - \sin^2 2\theta_{14}\sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i)]/$$

$$[K^{-1}\sum_k^K [1 - \sin^2 2\theta_{14}\sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i)]]. \quad (2)$$

Уравнение (2) позволяет провести безмодельный анализ, так как в левой части содержатся только экспериментальные данные, $k = 1, 2, \ldots, K$ для всех расстояний в диапазоне 6.5–11.7 м; $i = 1, 2, \ldots, 9$, что соответствует энергетическим интервалам по 500 кэВ от 1.5 до 6.0 МэВ. В правой части стоит такое же отношение, ожидаемое при наличии осцилляций. В правой части уравнения энергетический спектр строго сокращается. В левой части уравнения произведена нормировка на спектр, усредненный по всем расстояниям, поэтому в знаменателе эффект осцилляций усредняется в значительной степени, если осцилляции достаточно частые для данного интервала расстояний. Следует заметить, что форма спектра не оказывает влияния, так как в формуле (2) используется отношение. Результаты анализа на оптимальные параметры Δm_{14}^2, $\sin^2 2\theta_{14}$ методом χ^2 показаны на рис. 6а.

Заметим, что, используя все 24 позиции по расстоянию вместо трех позиций, как ранее [7], мы увеличиваем чувствительность анализа к большим значениям Δm_{14}^2. Усреднение данных для трех позиций (по 2 м каждая) не позволит обнаружить осцилляции с периодом 2 м и меньше.

На рисунке 6а представлены результаты анализа экспериментальных данных в соответствии с уравнением (2) с применение метода $\mathrm{CL_s}$. Область параметров осцилляций, обозначенная розовым цветом, исключает эти значения с вероятностью больше 99.73 % ($> 3\sigma$). Однако, в области $\Delta m_{14}^2 = (7.34 \pm 0.1)$ эВ^2, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.39 \pm 0.12$ наблюдается эффект осцилляций на уровне достоверности 99 % (3σ), который сопровождается несколькими сателлитами. Минимальное значение χ^2 определяется при значении $\Delta m_{14}^2 \approx$ ≈ 7 эВ^2.

Появление сателлитов – это эффект гармонического анализа, в котором могут появляться кратные и полукратные частоты при наличии шумов.

Результаты проведенного анализа могут быть проверены на устойчивость. С этой целью экспериментальные данные ($N_{i,k} \pm \Delta N_{i,k}$) можно разыграть по гауссову распределению вокруг значения $N_{i,k}$ в пределах ошибки $\Delta N_{i,k}$. Таким способом было наиграно 60 условных экспериментов, которые могли бы состояться в пределах имеющейся экспериментальной точности. Для этих условных экспериментов можно провести анализ, подобный указанному выше анализу, и усреднить все распределения. Было показано, что результат ограничений (розовая область на рис. 6а) воспроизводится, а область эффекта осцилляций сосредотачивается вокруг значения $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3$ эВ^2.

Наконец, можно симулировать распределение экспериментальных данных, с такой же точностью, но заведомо без эффекта осцилляций. Было показано, что большой размах возмущений по горизонтальной оси, т.е. для значений $\sin^2 2\theta_{14}$ пропадает. Это указывает на то, что большой размах возмущений на рис. 6а свидетельствует о наличие эффекта. Эти же симулированные распределения экспериментальных данных, с такой же точностью, но заведомо без эффекта осцилляций позволяют сделать оценку чувствительности эксперимента на уровне достоверности 95 % и 99 %. Полученные оценки можно использовать для сравнения с другими экспериментами.

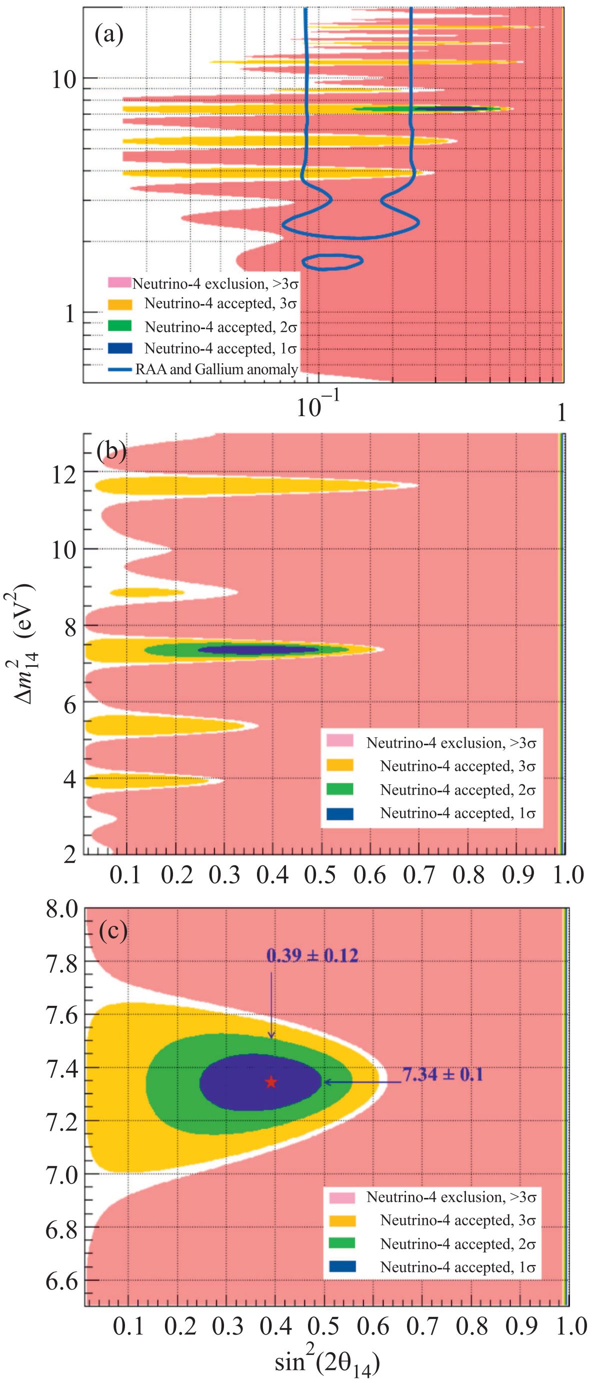

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Розовая область исключает эти значения с вероятностью больше 99.73 % CL (> 3σ), желтая – область допустимых значений с 99.73 % CL (3σ), зеленая — область допустимых значений с 95.45 % CL(2σ) синяя — область допустимых значений с 68.30 % CL(1σ). (b) – Область вокруг центральных значений в линейном масштабе и с большим увеличением. (c) – Центральная область с еще большим увеличением

Поскольку эффект осцилляций зависит от отношения L/E, как видно из формулы (1), то целесообразно провести выборку экспериментальных результатов по этому параметру. Этот метод так называемого когерентного сложения результатов измерений, благодаря выборке данных по переменной L/E, дает возможность прямого наблюдения антинейтринных осцилляций.

С этой целью были использованы 24 точки по расстоянию (по 22.5 см каждая) и 9 точек по энергии (по 0.5 МэВ каждая). Такая выборка для левой части уравнения (2) (с усреднением 216 точек по 8 точек) представлена на рис. 7 синими треугольниками.

Здесь же представлена красными точками такая же выборка для правой части уравнения (2) при наиболее вероятном наборе параметров: $\Delta m^2_{14} \approx \approx 7.34$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.39$. Для этих параметров получается лучшая подгонка с критерием согласия 89 %, тогда как подгонка константой, равной единице (отсутствие осцилляций) дает критерий согласия 31 %. Следует пояснить, что затухание синусоидального процесса для красной кривой при $L/E > 2.5$ объясняется недостаточным энергетическим разрешением, так как интервал по энергии выбран 0.5 МэВ. Уменьшение этого интервала до 0.25 МэВ не продлевает процесс осцилляций для синих экспериментальных точек, так как недостаточно энергетического разрешения детектора в области малых энергий. Поэтому результаты при $L/E > 2.5$ не дают вклада в выделение процесса осцилляций и могу быть исключены из анализа. Тогда при анализе данных, используя только первые 21 точку, можно получить другие значения критериев χ^2 и GoF. Они представлены в нижней части графика на рис. 7.

Чтобы провести проверку на возможные систематические эффекты, нужно выключить поток антинейтрино (реактор) и провести такой же анализ данных, используя фон быстрых нейтронов от космического излучения. Результат такой проверки, представленный на рис. 8, показывает отсутствие осцилляций в исследуемой области.

Фон коррелированных событий (быстрые нейтроны космического фона) немного уменьшается с расстоянием из-за различной массы бетонных элементов здания, что отражается в линейном убывании (красная линия) на рис. 8a. Поэтому на плоскости параметров Δm^2_{14}, $\sin^2 2\theta_{14}$ появляется зеленая область, не имеющая никакого отношения к осцилляциям. Отклонение от линейной зависимости, показанное на рис. 8c, не может являться причиной наблюдения эффекта осцилляций. Таким образом, бы-

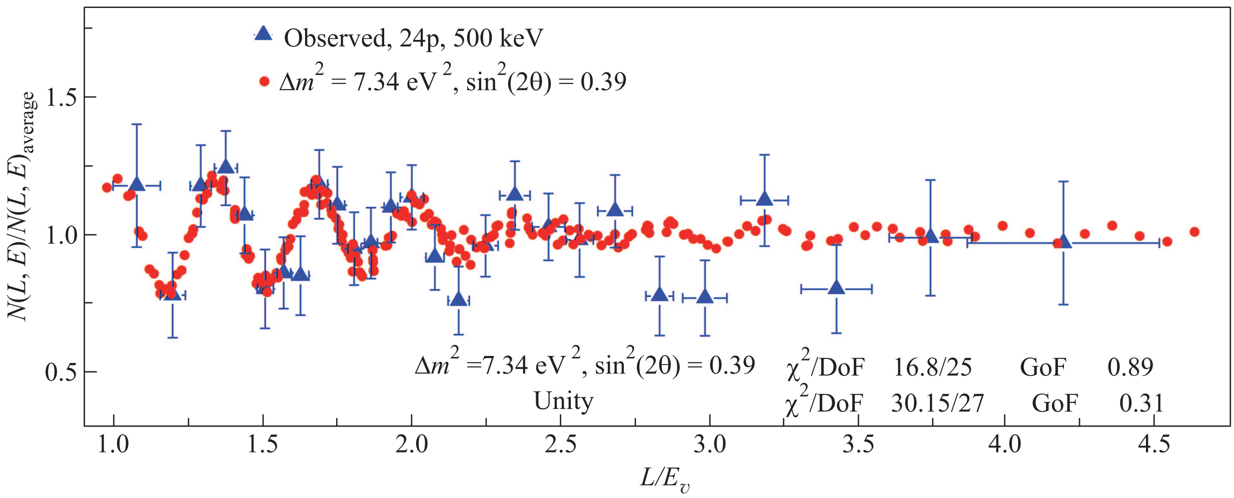

Рис. 7. (Цветной онлайн) Когерентное сложение результатов измерений благодаря выборке данных по переменной L/E с целью прямого наблюдения антинейтринных осцилляций. Сравнение левой (синие треугольники) и правой (красные кружки, для оптимальных параметров осцилляций) частей уравнения (2)

ло показано отсутствие аппаратурных систематических эффектов.

Схема работы реактора и перемещений детектора показана на рис. 9 сверху. За период экспозиции при одном положении детектора происходит и измерение фона (OFF), и измерение при работающем реакторе (ON). Стабильность результатов измерений характеризуется распределением нормированных на свои статистические ошибки флуктуаций разности ON – OFF для измерений в течение одного периода. Данное распределение представлено на рис. 9 снизу.

Данное распределение имеет гауссову форму, но ширина его на 7 % больше единицы, что говорит о дополнительном разбросе за счет колебаний космического фона и невозможности его одновременного измерения вместе с эффектом. Поскольку в общую статистику входят измерения фона во время ежегодных плановых ремонтных работ, когда реактор останавливается на 1 месяц, то общее уширение, обусловленное изменением фона, увеличивается до 9 %. Это рассматривается как систематическая поправка к ошибке результатов измерений и приводит к тому, что уровень достоверности результата, изображенного на рис. 6c снижается до 2.8σ.

Подводя итог представленному анализу, можно сделать следующее заключение. Область реакторной и галлиевой аномалии оказывается исключенной с вероятностью больше, чем 99.7 % ($>3\sigma$) для $\Delta m^2_{14} < 3$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta_{14} > 0.1$. Однако в области $\Delta m^2_{14} \sim 7.3$ эВ^2, $\sin^2 2\theta_{14} \sim 0.4$ наблюдается эффект осцилляций. После учета нестабильности космического фона мы должны увеличить ошибку результатов измерений на 9 % по отношению к статистической, таким образом уровень достоверности наблюдения эффекта осцилляций составляет 2.8σ. В целом складывается впечатление, что подтверждается эффект, предсказанный в галлиевом и реакторном экспериментах, но при достаточно больших значениях Δm^2_{14}. Кроме того, параметр смешивания $\sin^2 2\theta_{14}$ представляется достаточно большим в сравнение с существующими ограничениями из экспериментов Daya Bay и Bugey-3, которые дают ограничение на уровне 0.2 при CL 90 %, т.е. 0.20 ± 0.12. Тогда как наш результат после учета поправки составляет $\sin^2 2\theta_{14} = 0.39 \pm 0.14$. Таким образом расхождение между результатами составляет 0.19 ± 0.18, т.е. одно стандартное отклонение. Поэтому явного противоречия не наблюдается. Однако, уровень достоверности нашего эксперимента пока недостаточен, требуется увеличение точности эксперимента и дополнительный анализ возможных систематических ошибок эксперимента.

Данный результат следует сравнить с другими результатами, полученными в экспериментах на исследовательских реакторах и атомных станциях.

Рисунок 10 иллюстрирует чувствительность экспериментов NEOS [12], DANSS [16], STEREO [17] и PROSPECT [18], а также эксперимента Нейтрино-4.

Эксперимент Нейтрино-4 имеет преимущество в чувствительности к большим значениям Δm^2_{14} благодаря компактной зоне реактора, близкому минимальному расстоянию детектора от активной зоны реактора и большому диапазону расстояний для перемещения детектора. Следующим по чувстви-

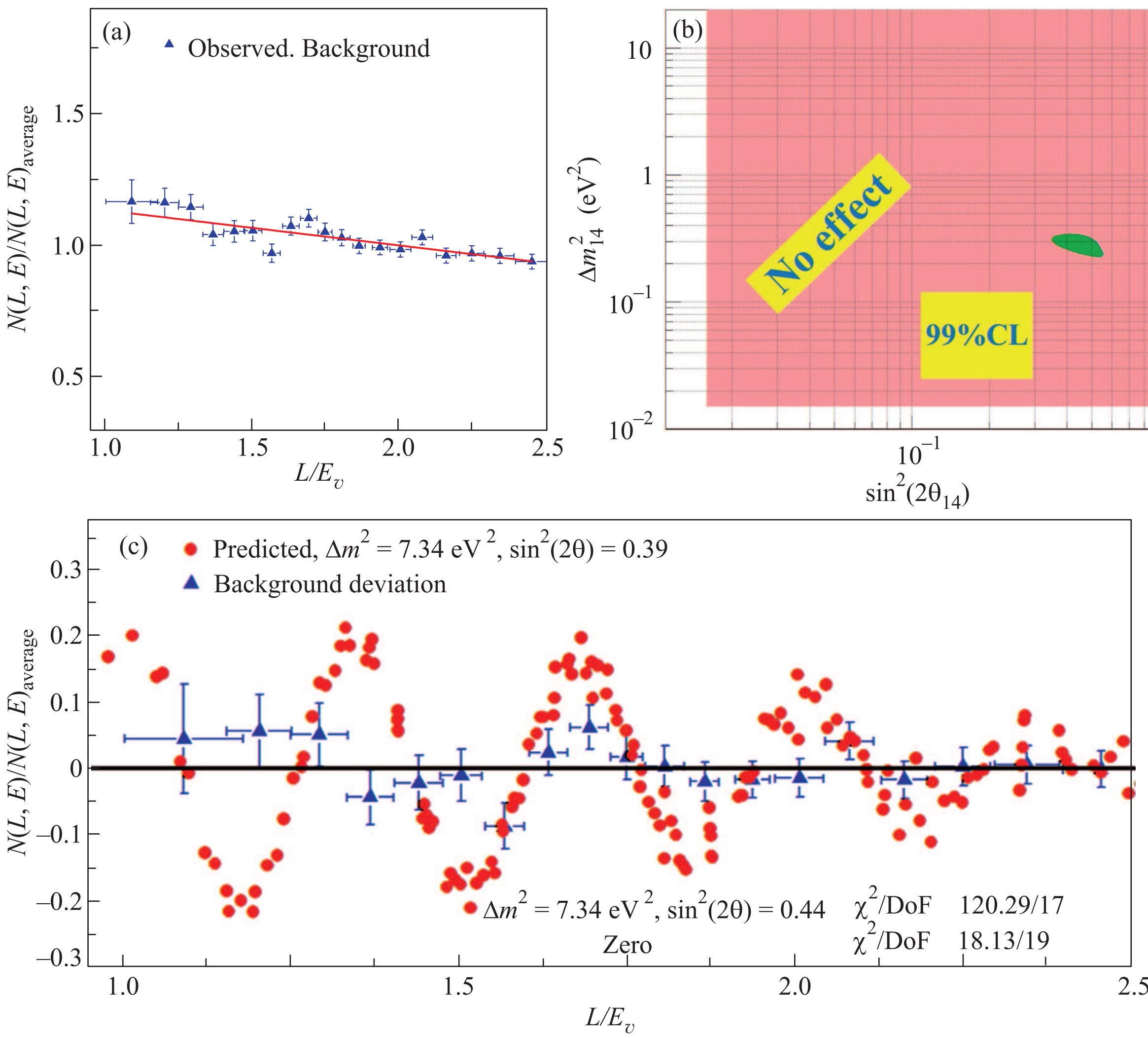

Рис. 8. (Цветной онлайн) Проверка на возможные систематические эффекты результатов измерений при выключенном реакторе. (a) – Анализ данных методом когерентного сложения. (b) – Анализ результатов на плоскости параметров осцилляций. (c) – Точками показано отклонение ожидаемого эффекта от единицы, треугольниками – отклонение фона от линейного убывания на рис. 8a

тельности к большим Δm^2_{14} является эксперимент PROSPECT. Пока его чувствительность приблизительно в 2 раза ниже, но этот эксперимент недавно начал набор статистики и имеет шансы на подтверждение или опровержение нашего результата.

Теперь следует сделать заключение о перспективах эксперимента Нейтрино-4. Точность эксперимента необходимо увеличивать. С этой целью планируется совершенствование текущего эксперимента и создание новой нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3 с новой детекторной системой.

Для совершенствования текущего эксперимента, в первую очередь, необходимо заменить используемый сцинтиллятор на более эффективный, т.е. с разделением сигналов по форме импульса и с более высокой концентрацией гадолиния вплоть до 0.5 %. Ожидается, что это даст подавление случайных совпадений в 3 раза, и позволит увеличить точность измерений вдвое. Кроме того, предполагается улучшить антисовпаденческую защиту. Реализацию проекта планируется осуществлять при участии коллег из ОИЯИ и коллаборации NEOS.

Согласно предварительным оценкам, за 2 года набора статистики в измерении потока антинейтрино от реактора, можно достигнуть уровня статистической точности 1–2 %. Таким образом, будет внесена ясность в вопрос о возможном существовании стерильного нейтрино с параметрами в области $\Delta m^2_{14} \approx \approx (0.5 \div 10)$ эВ^2 и $\sin^2(2\theta_{14}) > 0.05$.

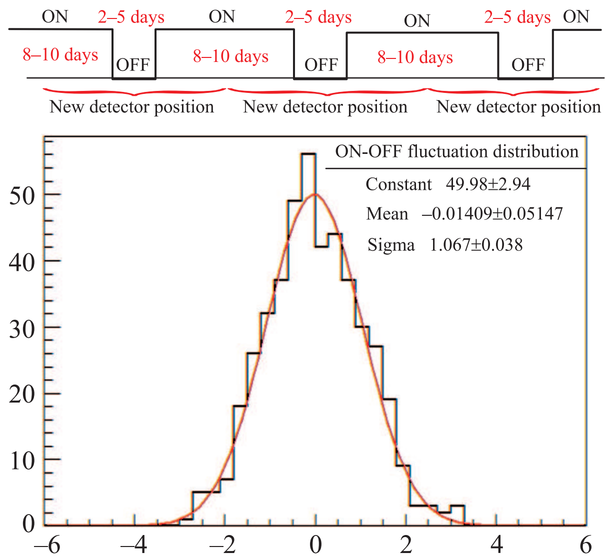

Рис. 9. (Цветной онлайн) Сверху – схема работы реактора; снизу – распределение отклонений от среднего значения разностей счета коррелированных событий (ON–OFF), нормированных на свои статистические ошибки

Авторы выражают благодарность Российскому Фонду Фундаментальных Исследований (Договор # 14-22-03055-офи_м).

Авторы благодарны Ю.Г. Куденко, В.Б. Бруданину, В.Г. Егорову, Ю.А. Камышкову и В.А. Щегельскому за полезные обсуждения результатов измерений. Значительный вклад в данное исследование внесла поставка жидкого сцинтиллятора из лаборатории, возглавляемой профессором Джун Сяо (Институт физики высоких энергий, Пекин, Китай).

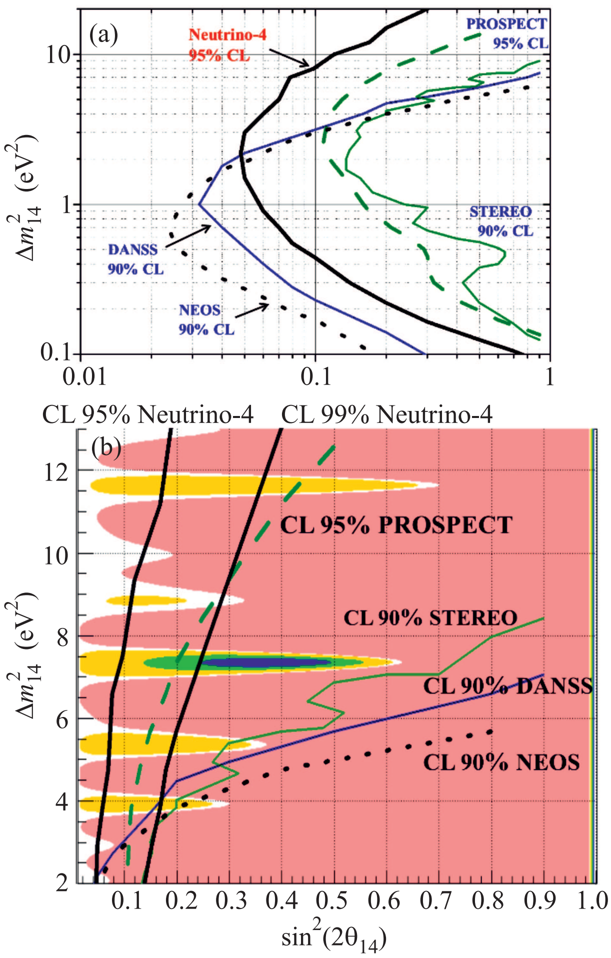

Рис. 10. (Цветной онлайн) Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами других экспериментов. (a) – Области чувствительности различных экспериментов (масштаб логарифмический). (b) – Линейный масштаб, область эффекта

1. T. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011).
2. G. Mention, M. Fehner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
3. S. Gariazzo, C. Giunti, M. Laveder, and Y.F. Lie, J. High Energ. Phys. **6**, 135 (2017); arXiv:1703.00860.
4. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Tech. Phys. **60**, 1863 (2015); arXiv:1501.04740
5. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilov et al. (Neutrino-4 Collaboration), JETP **121**, 578 (2015); arXiv:1501.04740.
6. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Tech. Phys. **62**, 322 (2017); arXiv:1605.05909.
7. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilov et. al. (Neutrino-4 Collaboration), arXiv:1708.00421
8. S.-H. Seo (RENO Collaboration), *Proceedings, 26th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2014): Boston, Massachusetts*, United States, June 2–7, 2014, AIP Conf. Proc. **1666**, 080002 (2015); arXiv:1410.7987 [hep-ex].
9. J.H. Choi, W.Q. Choi, Y. Choi et al. (RENO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **116**, 211801 (2016); arXiv:1511.05849 [hep-ex].
10. F.P. An, A.B. Balantekin, H.R. Band et al. (Daya Bay Collaboration), Phys. Rev. Lett. **116**, 061801 (2016); arXiv:1508.04233 [hep-ex].
11. Y. Abe, S. Appel, T. Abrahao et al. (Double Chooz Collaboration), JHEP **01**, 163 (2016); arXiv:1510.08937 [hep-ex].
12. Y.J. Ko, B.R. Kim, J.Y. Kim et al. (NEOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **118**, 121802 (2017).

13. P. Huber, Phys. Rev. Lett. **118**, 042502 (2017); arXiv:1609.03910.
14. C. Giunti, Phys. Lett. B **764**, 145 (2017); arXiv:1608.04096.
15. G. Bak, J. H. Choi, H. I. Jang et al. (RENO Collaboration), arXiv:1806.00574.
16. I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin et al. (DANSS Collaboration), Phys. Lett. B **787**, 56 (2018); arXiv:1804.04046.
17. H. Almazán, P. del Amo Sanchez, L. Bernard et al. (STEREO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 161801 (2018); arXiv:1806.02096.
18. J. Ashenfelter, A. B. Balantekin, C. Baldenegro et al. (PROSPECT Collaboration), arXiv:1806.02784.