

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ  
И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.123; 53.087

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА  $\nu\text{GeN}$   
К МАГНИТНОМУ МОМЕНТУ РЕАКТОРНЫХ  
АНТИНЕЙТРИНОА. Д. Быстряков<sup>1,2,3</sup>, Г. Д. Игнатов<sup>2,4</sup>, А. М. Коновалов<sup>2</sup>,  
А. В. Лубашевский<sup>1,2</sup>, Д. В. Пономарёв<sup>1,2</sup>,  
Н. А. Скробова<sup>2</sup> для коллаборации  $\nu\text{GeN}$ 

*Экспериментальная установка  $\nu\text{GeN}$ , основным элементом которой является низкопороговый германиевый спектрометр, размещена на третьем энергоблоке Калининской атомной электростанции в 11 м от центра активной зоны реактора. Целью эксперимента является наблюдение упругого когерентного рассеяния антинейтрино на ядрах германия, а также поиск электромагнитных свойств антинейтрино. В данной работе на основе 98 кг·суток данных, полученных во время останова реактора, проведена оценка чувствительности  $\nu\text{GeN}$  к магнитному моменту антинейтрино. Ожидаемый предел на уровне достоверности 90% составляет  $5.3 \cdot 10^{-11} \mu_B$  для статистики 98 кг·суток останова и 198 кг·суток работы реактора. При увеличении доступной статистики до 1100 кг·суток при работающем реакторе ожидаемый предел составляет  $2.6 \cdot 10^{-11} \mu_B$ .*

**Ключевые слова:** нейтрино, магнитный момент.<sup>1</sup> ОИЯИ, 141980 Россия, Московская обл., г. Дубна.<sup>2</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: a.konov@lebedev.ru.<sup>3</sup> Государственный университет “Дубна”, 141980, Россия, Московская обл., г. Дубна.<sup>4</sup> МФТИ, 141700 Россия, Московская обл., г. Долгопрудный.

*Введение.* Одним из указаний на существование Новой физики – взаимодействий и частиц за пределами Стандартной модели – может быть обнаружение у нейтрино электромагнитных свойств: электрического заряда, магнитного и электрического дипольных моментов, а также так называемых анапольного момента и зарядового радиуса [1]. В Стандартной модели часть из перечисленных величин принимает отличные от нуля значения в результате петлевых поправок. Так предсказанное в её рамках значение магнитного момента дираковских нейтрино составляет [2]:

$$\mu_\nu \approx \frac{3eG_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} \approx 3.2 \cdot 10^{-19} \left(\frac{m_\nu}{eV}\right) \mu_B,$$

где  $e$  – заряд электрона,  $G_F$  – константа Ферми,  $m_\nu$  – масса нейтрино, а  $\mu_B$  – магнетон Бора. При существующих ограничениях на массу электронных нейтрино [3] это предсказание намного ниже чувствительности современных экспериментов [4]. Ряд расширений Стандартной модели, однако, не запрещает значения вплоть до  $10^{-12} \mu_B$  для майорановских нейтрино [5].

Магнитный момент (ММ) нейтрино может проявить себя во взаимодействиях с электронами вещества-мишени. Выражение для дифференциального сечения соответствующего процесса [6]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \pi r_0^2 \left(\frac{\mu_\nu}{\mu_B}\right)^2 \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu}\right],$$

где  $E_\nu$  – энергия нейтрино,  $T$  – энергия электрона отдачи, а  $r_0$  – классический радиус электрона. Неустранимым фоном для этого процесса является рассеяние нейтрино на электроне посредством слабого взаимодействия Стандартной модели. Наличие у нейтрино магнитного момента может проявлять себя и при когерентном упругом рассеянии нейтрино на ядрах (УКРН) [7]. Единственным результатом такого рассеяния, однако, является ядро отдачи малой энергии. Расчёт скорости счёта событий УКРН выше детекторного порога существенно зависит от модели спектра энергий реакторных антинейтрино и отклика вещества детектора на ядра отдачи. В данной работе рассматривается диапазон энерговыделений, в котором вкладом рассеяния на ядрах за счёт ММ можно пренебречь по сравнению с эффектом от рассеяния нейтрино на электронах посредством ММ. При этом номинальный эффект от УКРН и рассеяния нейтрино на электронах в рамках Стандартной модели может быть учтён при анализе (вычтен из спектра энерговыделений). Примеры учёта рассеяния на ядрах при поиске электромагнитных свойств нейтрино могут быть найдены в работах [8, 9].

В настоящее время наиболее жёсткие ограничения на величину эффективного ММ нейтрино вычисляются на основе данных подземных экспериментов XENONnT [10], LZ

[11], Borexino [12] и реакторных экспериментов GEMMA [13], TEXONO [14], CONUS [15]. Соответствующие значения пределов приведены в табл. 1 и табл. 2. Стоит отметить, что ограничения подземных экспериментов, чувствительных к солнечным нейтрино, и ограничения реакторных экспериментов связаны нетривиальным образом и не пересчитываются друг в друга [17, 18]. В настоящее время на Калининской атомной электростанции (КАЭС) проводится эксперимент  $\nu\text{GeN}$  [19], чувствительности которого к ММ антинейтрино посвящена данная работа.

Т а б л и ц а 1

*Некоторые ограничения подземных экспериментов на ММ нейтрино на уровне достоверности (У.Д.) 90% [4]*

Эксперимент	$ \mu(\nu_e) , 10^{-11} \mu\text{Б}$	$ \mu(\nu_\mu) , 10^{-11} \mu\text{Б}$	$ \mu(\nu_\tau) , 10^{-11} \mu\text{Б}$
XENONnT	0.9	1.5	1.3
LZ	1.4	2.3	2.0
Borexino	3.7	5.0	5.9

Т а б л и ц а 2

*Некоторые ограничения реакторных экспериментов на ММ нейтрино на У.Д. 90% [13–16]*

Эксперимент	$ \mu(\nu_e) , 10^{-11} \mu\text{Б}$
MUNU	9
CONUS	7.5
TEXONO	7.4
GEMMA	2.9

*Экспериментальная установка.* Установка  $\nu\text{GeN}$  находится на экспозиции на третьем энергоблоке КАЭС в 11 м под центром активной зоны реактора тепловой мощностью 3.1 ГВт. Такое положение обеспечивает около 50 метров водного эквивалента защиты от космических лучей в вертикальном направлении [20] и поток антинейтрино  $4.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Основным элементом установки является низкопороговый германиевый детектор  $p$ -типа с точечным контактом. Детектор имеет цилиндрическую форму, его диаметр и высота – по 70 мм, масса чувствительного объема детектора – 1.41 кг. Он помещён в многослойную пассивную защиту, включающую (от внешнего слоя к внутреннему) борированный полиэтилен (8 см), свинец (10 см), борированный полиэтилен

(8 см), бескислородную медь (10 см) [19]. Пространство, прилегающее к криостату германиевого спектрометра, заполнено нейлоновым вытеснителем воздуха и продувается азотом с целью минимизации концентрации радона. Пассивная защита укрыта панелями мюонного вето. Температура германиевого детектора поддерживается на уровне  $-185\text{ }^\circ\text{C}$  при помощи криокулера, помещенного на антивибрационную платформу.

Взаимодействие ионизирующего излучения в чувствительном объёме германиевого детектора приводит к появлению носителей заряда в области проводимости полупроводника. Соответствующий энерговыделению заряд регистрируется зарядочувствительным предусилителем (ЗЧПУ). Сигналы с двух выходов ЗЧПУ разветвляются и подаются на формирующие спектроскопические усилители: три канала с временем формирования ( $\tau_{\text{ф}}$ ) 6 мкс и один – 10 мкс. Сигналы с выходов усилителей оцифровываются при помощи аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Сравнение сигналов с различных выходов ЗЧПУ и разным временем формирования позволяет исключить часть шумовых сигналов в области энергий менее килоэлектрон-вольта. Временные блокировки после сброса заряда ЗЧПУ и срабатывания мюонного вето позволяют подавить фон от слеимпульсов предусилителя и вторичных частиц, рожденных мюонами в пассивной защите, соответственно. Динамический диапазон системы сбора данных включает два интервала: один – от 0.15 до 20 кэВ (высокая чувствительность), второй – от 17 до 700 кэВ (низкая чувствительность). На интервал от 17 до 20 кэВ приходится наложение двух различных режимов работы триггера установки, что затрудняет восстановление абсолютной скорости счёта регистрируемых событий. Этот интервал исключен из анализа, обсуждаемого в данной работе.

*Спектр энерговыделений при остановке реактора.* Расчёт чувствительности эксперимента  $\nu\text{GeN}$  к ММ реакторных антинейтрино проводился на основе спектра энерговыделений, зарегистрированных спектрометром в октябре–декабре 2022 года при остановке реактора. Астрономическое время набора данных детектором в этот период – 69.2 суток (около 98 кг·суток), живое время с учётом всех отборов составляет около 90% от астрономического. Обсуждаемый спектр энерговыделений представлен на рис. 1. На спектре заметны несколько особенностей. Это, прежде всего, пики от К-захвата изотопов  $^{68}\text{Ge}/^{71}\text{Ge}$ ,  $^{68}\text{Ga}$  и  $^{65}\text{Zn}$  с соответствующими энерговыделениями 10.37, 9.66 и 8.98 кэВ. Структура около 1.3 кэВ соответствует, в основном, пику от L1-захвата  $^{68}\text{Ge}/^{71}\text{Ge}$ .

Энергетический порог 0.4 кэВ был установлен из соображений оптимизации доступного живого времени при отборах, обеспечивающих стабильность скорости счёта шумовых сигналов на пороге, а также малости потенциального вклада от упругого когерент-

ного рассеяния нейтрино на ядрах посредством ММ в диапазон энергий выше порога. Верхняя граница диапазона 60 кэВ была выбрана аналогично эксперименту GEMMA [13].

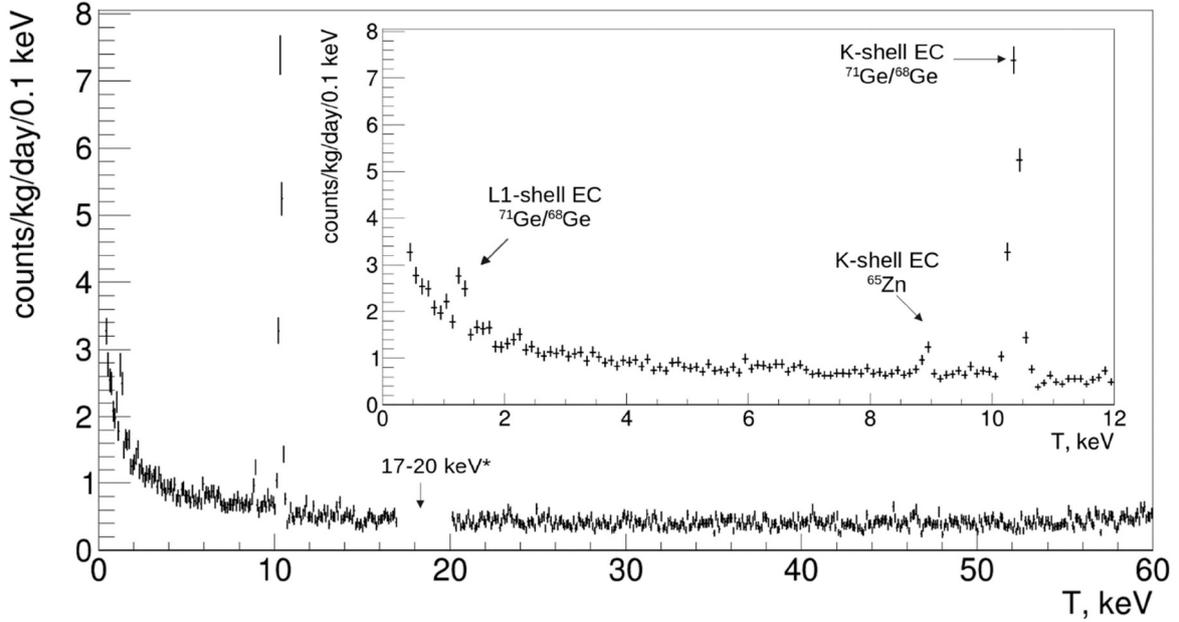


Рис. 1: Спектр энерговыделений, полученный на основе 98 кг·сутки данных при останове реактора в октябре–декабре 2022 года; \* – интервал 17–20 кэВ исключен из анализа по причине наложения двух режимов работы триггера.

Расчёт чувствительности эксперимента к магнитному моменту антинейтрино. Чувствительность  $\nu\text{GeN}$  к ММ реакторных антинейтрино определялась на основе анализа ожидаемой разности спектров энерговыделений, полученных при работающем и заглушенном реакторе. Рассмотрим нормированный спектр энерговыделений  $n_{\text{OFF}}(i; t_{\text{OFF}}) = \frac{N_{\text{OFF}}}{\varepsilon(i)t_{\text{OFF}}}$  и его статистическую неопределённость  $\sigma_{\text{OFF}}(i; t_{\text{OFF}}) = \frac{\sqrt{N_{\text{OFF}}}}{\varepsilon(i)t_{\text{OFF}}}$ , где  $i$  – номер канала спектра,  $t_{\text{OFF}}$  – время измерений при останове реактора,  $N_{\text{OFF}}$  – число отсчётов, зарегистрированное за время  $t_{\text{OFF}}$ , а  $\varepsilon(i)$  – эффективность триггера и отборов анализа. Неопределённости  $\sigma_{\text{OFF}}(i; t_{\text{OFF}})$  могут быть пересчитаны на произвольное время экспозиции при работающем реакторе  $t_{\text{ON}}$ . Обозначим эти пересчитанные статистические неопределённости  $\sigma_{\text{ON}}(i; t_{\text{ON}})$  и приведем формулу пересчёта:

$$\sigma_{\text{ON}}(i; t_{\text{ON}}) = \sigma_{\text{OFF}}(i; t_{\text{OFF}}) \sqrt{\frac{t_{\text{OFF}}}{t_{\text{ON}}}}.$$

Суммарную статистическую неопределённость разностного спектра  $\sigma_{\text{res}}(i; t_{\text{ON}}, t_{\text{OFF}})$  можно выразить как

$$\sigma_{\text{res}}(i; t_{\text{ON}}, t_{\text{OFF}}) = \sqrt{\sigma_{\text{ON}}^2(i; t_{\text{ON}}) + \sigma_{\text{OFF}}^2(i; t_{\text{OFF}})}.$$

На рис. 2 (вверху) изображён разностный спектр, статистические ошибки которого рассчитаны для  $t_{\text{OFF}} = 98$  кг·суток и  $t_{\text{ON}} = 198$  кг·суток. Такой спектр, отражающий ожидаемые статистические неопределённости, иногда называют “спектром Азимова” (англ. – “Asimov dataset”). Его можно использовать для расчёта ожидаемого предела на исследуемую величину [21]. Для этого строится профиль значения статистики  $\chi^2(\mu_\nu)$ , вычисляемой для заданной амплитуды искомого сигнала, например – величины ММ антинейтрино. Уровню достоверности 90% соответствует значение статистики  $\chi^2(\mu_\nu) = 2.71$ . Как видно (рис. 2, внизу), пересечение профилем этого значения происходит при амплитуде сигнала, соответствующей  $\mu_\nu = 5.3 \cdot 10^{-11} \mu_{\text{Б}}$ , это и есть ожидаемое (медианное) значение предела. При расчёте сигнала от ММ антинейтрино был учтён эффект энергии связи электронов в атомах. Влиянием рассеяния антинейтрино на электронах посредством слабого тока и ММ на статистические неопределённости  $\sigma_{\text{res}}(i; t_{\text{ON}}, t_{\text{OFF}})$  можно пренебречь, они определяются скоростью счёта фоновых событий.

Для реакторных экспериментов по поиску электромагнитных свойств нейтрино основной вклад в статистическую неопределённость результата вносит длительность экспозиции во время останова реактора. Действительно, типичный цикл работы энергоблока – 45 дней останова на 18 месяцев работы. Ограничения, налагаемые длительностью экспозиции установки во время останова, можно обойти, используя гладкую модель фонового спектра. При этом предполагается, что систематическая неопределённость модели  $\sigma_{\text{mod}}(i)$  много меньше неопределённости  $\sigma_{\text{OFF}}(i; t_{\text{OFF}})$  данных, полученных во время останова, а в идеальном случае – и данных при работающем реакторе  $\sigma_{\text{ON}}(i; t_{\text{ON}})$ . То есть

$$\sigma_{\text{res}}(i; t_{\text{ON}}) = \sqrt{\sigma_{\text{ON}}^2(i; t_{\text{ON}}) + \sigma_{\text{mod}}^2(i)} \approx \sigma_{\text{ON}}(i; t_{\text{ON}}), \quad \text{при}$$

$$\sigma_{\text{mod}}(i) \ll \sigma_{\text{ON}}(i; t_{\text{ON}}) \ll \sigma_{\text{OFF}}(i; t_{\text{OFF}}).$$

Рассчитаем, насколько использование идеальной модели фона улучшит чувствительность эксперимента  $\nu\text{GeN}$ . Пренебрегая  $\sigma_{\text{mod}}(i)$  по сравнению с  $\sigma_{\text{ON}}(i; t_{\text{ON}})$  для рассмотренной выше статистики  $t_{\text{ON}} = 198$  кг·суток, получим ожидаемый предел  $4.2 \cdot 10^{-11} \mu_{\text{Б}}$ . Заметим, что преимущество расчета с использованием модели фона тем заметнее, чем больше разница экспозиции при останове и работе реактора.

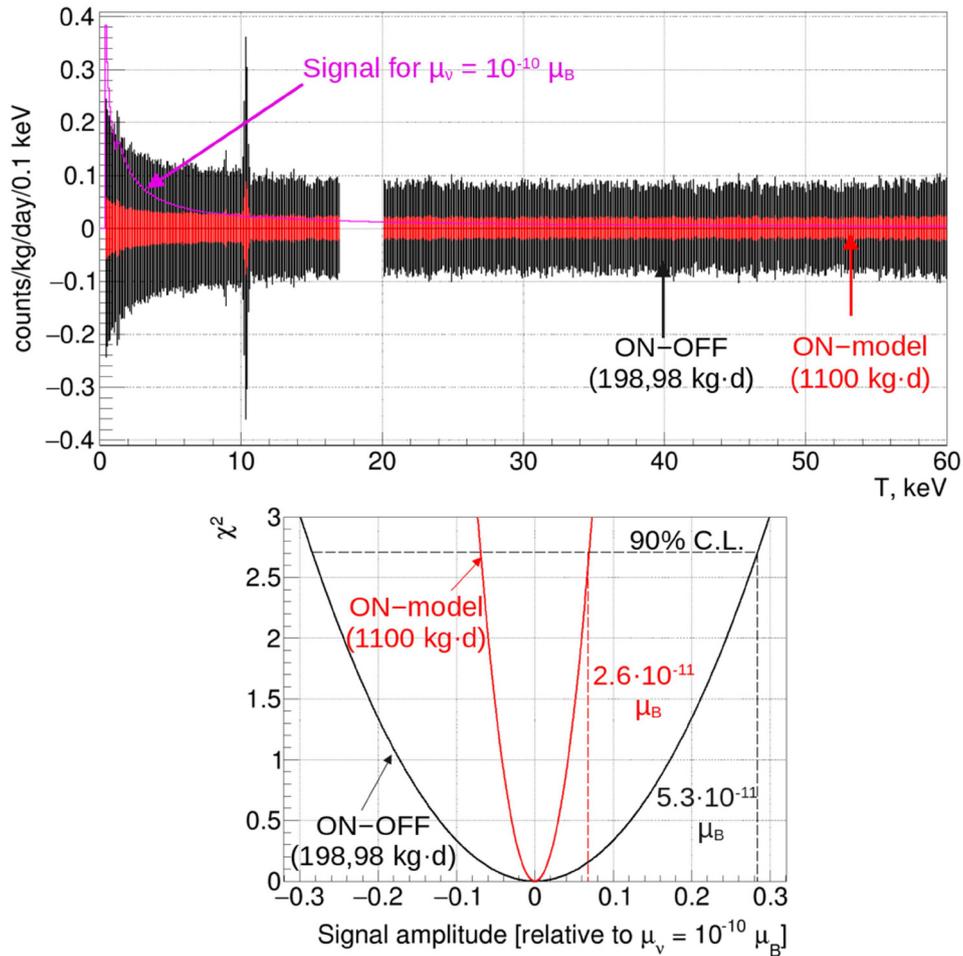


Рис. 2: Вверху: ожидаемая разность спектров для  $t_{OFF} = 98$  кг·суток и  $t_{ON} = 198$  кг·суток (чёрный) и для  $t_{ON} = 1100$  кг·суток при использовании модели фона (красный цвет, пояснения в тексте ниже), а также форма сигнала для  $\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$  (фиолетовый). Номинальный вклад рассеяния антинейтрино на электронах посредством слабого тока вычтен. Внизу: профили  $\chi^2$ , полученные аппроксимацией разностных спектров формой сигнала.

Именно при помощи модели фонового спектра энерговыделений в эксперименте GEMMA было получено наиболее жёсткое на настоящий момент ограничение на ММ реакторных антинейтрино [13]. Статистика, накопленная GEMMA, составила около 1100 кг·суток данных при работающем реакторе. Ожидаемый в предположении об использовании модели фона предел  $\nu$ GeN для такой экспозиции составляет  $2.6 \cdot 10^{-11} \mu_B$ . Соответствующий “спектр Азимова”  $\sigma_{res}(i; t_{ON})$  и профиль  $\chi^2(\mu_\nu)$  обозна-

чены красным цветом на верхней и нижней панелях рис. 2, соответственно. Полученное значение  $2.6 \cdot 10^{-11} \mu_B$  – более жёсткое по сравнению и с пределом эксперимента GEMMA  $2.9 \cdot 10^{-11} \mu_B$ , и значением чувствительности (медианным ожидаемым пределом)  $3.4 \cdot 10^{-11} \mu_B$ , которое можно извлечь из работы [13]. Превосходство чувствительности  $\nu\text{GeN}$  над GEMMA при одинаковой экспозиции закономерно, учитывая более интенсивный поток антинейтрино и более низкий порог детектора (см. табл. 3).

Т а б л и ц а 3

Сравнение параметров установок  $\nu\text{GeN}$  и GEMMA

Эксперимент	$M_{Ge}$ , кг	$L$ , м	$P$ , ГВт	$\Phi, \tilde{\nu}$ , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$E_{\text{пор}}$ , кэВ
$\nu\text{GeN}$	1.4	11.0	3.1	$4.4 \cdot 10^{13}$	0.4
GEMMA	1.5	13.9	3.1	$2.9 \cdot 10^{13}$	2.8

Выводы, сделанные на основе “спектров Азимова”, были подтверждены более трудоёмким анализом на основе метода Фельдмана–Кузинса [22]. Для этого проводился многократный Монте-Карло розыгрыш конфигурации разностного (работающий реактор – останов) спектра с известной истинной амплитудой  $A_{\text{true}}$  сигнала от ММ нейтрино. Для каждой такой конфигурации проводилась аппроксимация разностного спектра формой сигнала от ММ со свободной амплитудой. Будем называть амплитуду, максимизирующую правдоподобие аппроксимации, “наблюдаемой” и обозначать её  $A_{\text{obs}}$ . Введём также амплитуду  $A_{\text{best}}$ , это истинное значение амплитуды, обеспечивающее максимальную вероятность наблюдения  $A_{\text{obs}}$ . При  $A_{\text{obs}} \geq 0$   $A_{\text{best}} = A_{\text{obs}}$ , а если  $A_{\text{obs}}$  – отрицательная, то  $A_{\text{best}}$  полагается равной 0. Таким образом учитывается физическое ограничение на величину истинной амплитуды сигнала от ММ нейтрино. Для ансамбля конфигураций разности, соответствующего заданной  $A_{\text{true}}$ , рассматривается статистика

$$\Delta\chi^2(A_{\text{true}}, A_{\text{best}}) = \chi^2(A_{\text{true}}) - \chi^2(A_{\text{best}}),$$

и определяется значение  $\Delta\chi_{\text{crit}}^2(A_{\text{true}})$  такое, что для 90% (или другого требуемого уровня достоверности) конфигураций  $\Delta\chi^2(A_{\text{true}}, A_{\text{best}}) < \Delta\chi_{\text{crit}}^2(A_{\text{true}})$ . На основе  $\Delta\chi_{\text{crit}}^2(A_{\text{true}})$  для заданного  $A_{\text{true}}$ , определяется доверительный интервал наблюдаемых значений, в который входят  $A_{\text{obs}}$ , обеспечивающие выполнение неравенства  $\Delta\chi^2(A_{\text{true}}, A_{\text{best}}) < \Delta\chi_{\text{crit}}^2(A_{\text{true}})$ .

Повторение такого рассмотрения для различных  $A_{\text{true}}$  позволяет построить так называемый коридор достоверности (англ. “confidence belt”), приведённый на рис. 3 для рассматриваемой в данной работе задачи. Он позволяет определить ограничение на

$A_{\text{true}}$  по наблюдаемому значению  $A_{\text{obs}}$ . Предельное значение  $A_{\text{true}}$  соответствует пересечению коридора достоверности вертикальной линией, проведённой из наблюдаемого значения  $A_{\text{obs}}$ . Медианному ожидаемому пределу соответствует вертикальная линия, проведённая из  $A_{\text{obs}} = 0$ , а интервалу, включающему 68% ожидаемых значений предела, – вертикальные линии, проведённые из  $A_{\text{obs}}$ , соответствующих 68% центральному доверительному интервалу при  $A_{\text{true}} = 0$ . Рассчитанный таким образом диапазон ожидаемых значений предела для статистики  $\nu\text{GeN}$  в 1100 кг·суток при работающем реакторе и идеальной модели фона включает  $A_{\text{true}}$  от  $1.8 \cdot 10^{-11} \mu\text{B}$  до  $3.3 \cdot 10^{-11} \mu\text{B}$ . Как видно, статистические флуктуации могут заметно влиять на ожидаемый экспериментальный предел. Он может оказаться как более жёстким, так и более мягким по сравнению с результатом GEMMA.

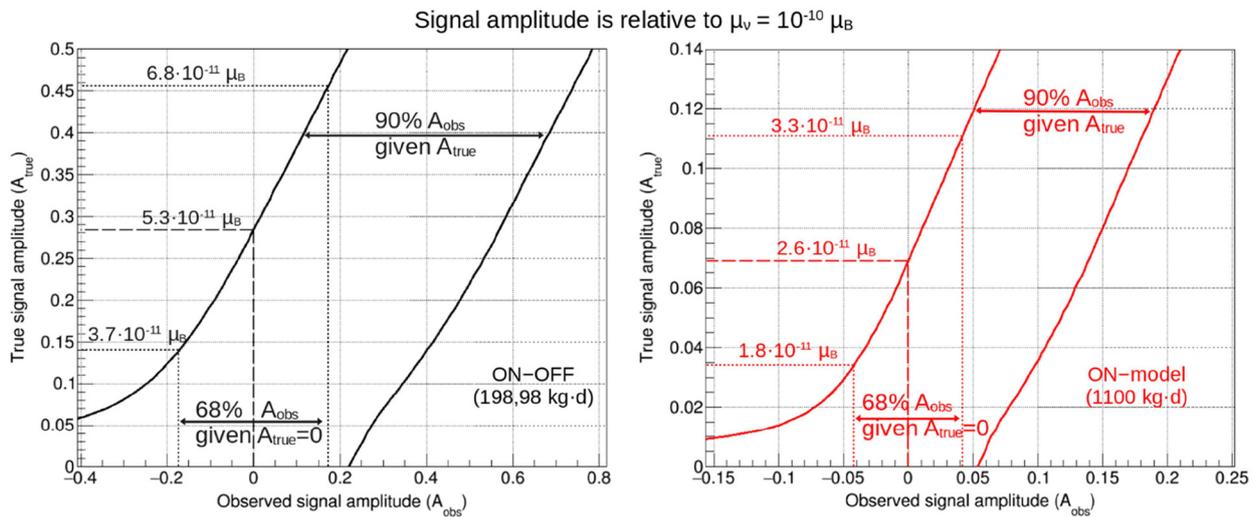


Рис. 3: Коридор достоверности, полученный методом Фельдмана–Кузинса (сплошные линии), медианное значение ожидаемого предела (длинный штрих), 68% интервал для ожидаемого предела (мелкий штрих), см. также пояснения в тексте выше рисунка. Слева: без использования модели фона, 198 и 98 кг·суток при работе реактора и останове, соответственно. Справа: с использованием модели фона, 1100 кг·суток при работающем реакторе.

**Выводы.** В данной работе на основе измеренного на КАЭС фонового спектра энерговыделений была рассчитана чувствительность эксперимента  $\nu\text{GeN}$  к ММ антинейтрину. Медианный ожидаемый предел для статистики 98 кг·суток останова и 198 кг·суток работы реактора составляет  $5.3 \cdot 10^{-11} \mu\text{B}$  на 90% уровне достоверности. Увеличение статистики эксперимента до 1100 кг·суток при работающем реакторе вкупе с использованием

модели фона, неопределённостью которой можно пренебречь по сравнению с неопределённостью экспериментального спектра, позволяет достичь предела  $2.6 \cdot 10^{-11} \mu\text{Б}$ , более жёсткого относительно лучшего в мире результата реакторного эксперимента GEMMA.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-72-10089).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] C. Giunti, A. Studenikin, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 531 (2015). DOI: 10.1103/RevModPhys.87.531.
- [2] K. Fujikawa, R. E. Shrock, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 963 (1980). DOI: 10.1103/PhysRevLett.45.963.
- [3] M. Aker et al., Preprint arXiv 2406.13516 (2024). DOI: 10.48550/arXiv.2406.13516.
- [4] K. A. ShivaSankar, A. Majumdar, D. K. Papoulias, et al., *Phys. Lett. B* **839**, 952 (2023). DOI: 10.1016/j.physletb.2023.137742.
- [5] N. F. Bell, M. Gorchtein, M. J. Ramsey-Musolf, et al., *Phys. Lett. B* **642**(4), 377 (2006). DOI: 10.1016/j.physletb.2006.09.055.
- [6] P. Vogel, J. Engel, *Phys. Rev. D* **39**, 3378 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevD.39.3378.
- [7] C. Giunti et al., *Ann. Phys.* **528**, 198 (2016). DOI: 10.1002/andp.201500211.
- [8] P. Coloma et al., *J. High Energ. Phys.* **2022**(37), 0-31 (2022). DOI: 10.1007/JHEP05(2022)037.
- [9] M. Atzori Corona et al., *J. High Energ. Phys.* **2022**(164), 0-41 (2022). DOI: 10.1007/JHEP09(2022)164.
- [10] E. Aprile et al. (XENON Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **129**, 161805, 1-10 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.161805.
- [11] J. Aalbers et al. (LUX-ZEPLIN Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **131**, pp. 041002, 1-11 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.041002.
- [12] P. Coloma et al., *J. High Energ. Phys.* **2022**, pp. 138, 0-34 (2022). DOI: 10.1007/JHEP07(2022)138.
- [13] A. G. Beda et al., *Adv. High Energy Phys.* **2012**, pp. 350150, 1-12 (2012). DOI: 10.1155/2012/350150.
- [14] H. T. Wong et al. (TEXONO Collaboration), *Phys. Rev. D* **75**, pp. 012001, 1-16 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevD.75.012001.

- [15] H. Bonet et al. (CONUS Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **82**(9), pp. 813, 1-6 (2022). DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10722-1.
- [16] Z. Daraktchieva et al., *Phys. Lett. B* **615**, 153 (2005). DOI: 10.1016/j.physletb.2005.04.030.
- [17] C. Brogini, C. Giunti, A. Studenikin, *Adv. High Energy Phys.* **2012**, pp. 459526, 1-47 (2012). DOI: 10.1155/2012/459526.
- [18] K. A. Kouzakov, A. I. Studenikin, *Phys. Rev. D* **95**, pp. 055013, 1-9 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevD.95.055013.
- [19] I. Alekseev et al. ( $\nu$ GeN Collaboration), *Phys. Rev. D* **106**(5), pp. L051101, 1-6 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevD.106.L051101.
- [20] I. Alekseev et al. (DANSS Collaboration), *Journ. of Instrum.* **11**, pp. P11011, 0-28 (2016). DOI: 10.1088/1748-0221/11/11/P11011.
- [21] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, O. Vitells, *Eur. Phys. J. C* **71**, pp. 1554, 1-19 (2011). DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1554-0.
- [22] G. J. Feldman, R. D. Cousins, *Phys. Rev. D* **57**, 3873 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevD.57.3873.

Поступила в редакцию 30 августа 2024 г.

После доработки 6 ноября 2024 г.

Принята к публикации 7 ноября 2024 г.