

УДК 539.123.6

# ВЛИЯНИЕ МОДЕЛЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА $\nu\text{GeN}$ К КОГЕРЕНТНОМУ РАССЕЯНИЮ НЕЙТРИНО НА ЯДРАХ ГЕРМАНИЯ

А. М. Коновалов<sup>1</sup>, А. В. Лубашевский<sup>2</sup>,  
А. В. Лукьяшин<sup>3,4</sup>, Д. О. Саутнер<sup>1,5</sup>  
(от имени коллаборации  $\nu\text{GeN}$ )

*В данной работе проведён расчёт чувствительности эксперимента  $\nu\text{GeN}$  к упругому когерентному рассеянию реакторных антинейтрино на ядрах германия для статистики, соответствующей типичному циклу работы энергоблока на Калининской АЭС. Расчёт проводился для нескольких моделей спектров энергий антинейтрино, а также для различных моделей отклика германия на ядра отдачи низких энергий. Результаты расчёта свидетельствуют, что неопределённости спектра энергий антинейтрино и отклика вещества детектора существенно влияют на значение чувствительности.*

**Ключевые слова:** упругое когерентное рассеяние нейтрино, антинейтрино, германиевый детектор, энергетический спектр, квенчинг-фактор, ядерный реактор.

*Введение.* Исследование свойств нейтрино – одно из наиболее активно развивающихся направлений физики элементарных частиц. В последние годы достигнут значительный прогресс в поиске и регистрации упругого когерентного рассеяния нейтрино на яд-

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: sautner.do@phystech.edu.

<sup>2</sup> ОИЯИ, 141980 Россия, Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6.

<sup>3</sup> НИЯУ «МИФИ», 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

<sup>4</sup> МИРЭА – Российский технологический университет, Московский институт тонких химических технологий им. М. В. Ломоносова, 119571 Россия, Москва, пр-т Вернадского, 86.

<sup>5</sup> МФТИ (национальный исследовательский университет), Физтех, 141701 Россия, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9

рах атомов (УКРН) [1–7]. При малых передачах импульса  $q \lesssim R^{-1}$ , где  $R$  – радиус ядра, нейтрино когерентно взаимодействует с нуклонами в ядре посредством нейтрального тока слабого взаимодействия. Вследствие этого сечение УКРН на средних и тяжёлых ядрах на 2–3 порядка больше, чем у других каналов взаимодействия нейтрино низких энергий ( $\lesssim 50$  МэВ) с веществом. В то же время малые передачи импульса приводят к энергиям ядер отдачи  $\lesssim 10$  кэВ для ускорительных (из распада пи-мезонов в покое) нейтрино и  $\lesssim 1$  кэВ для реакторных антинейтрино, что существенно затрудняет регистрацию УКРН. Дифференциальное сечение УКРН для ядра с массой  $M$  и нулевым спином описывается формулой (1) [8]

$$\frac{d\sigma}{de_{NR}} = \frac{G_F^2}{4\pi} M Q_w^2 \left(1 - \frac{E_{NR}}{E_{\max}}\right) F_{\text{нuc}}^2(q^2), \quad E_{\max} = \frac{2E_\nu^2}{M + 2E_\nu}, \quad (1)$$

где  $G_F$  – константа Ферми,  $q$  – переданный импульс,  $E_{NR}$  – энергия отдачи ядра,  $F_{\text{нuc}}$  – ядерный формфактор ( $F_{\text{нuc}} \approx 1$  для ядер германия при энергиях реакторных антинейтрино),  $Q_w = [Z(1 - 4 \sin^2 \Theta_w) - N]$  – слабый заряд ядра,  $\sin^2 \Theta_w = 0.23867 \pm 0.00016$  – синус угла Вайнберга на масштабе  $q$ , соответствующего УКРН [9].

Этот процесс был предсказан на основе Стандартной модели (СМ) в 1974 году [10, 11], но обнаружен только в 2017 году в эксперименте на ускорителе SNS [1]. УКРН может стать ценным инструментом в поисках Новой физики [12] и измерении значения угла Вайнберга при малых переданных импульсах [13]. Также рассматриваемый процесс интересен тем, что даёт значимый вклад в фон в экспериментах по поиску тёмной материи [14]. Кроме того, УКРН играет важную роль в процессе теплопереноса при звёздном коллапсе [15]. Возможно и практическое применение УКРН для мониторинга состояния ядерного реактора компактными детекторами [16].

В последние годы активно предпринимаются попытки регистрации когерентного рассеяния реакторных антинейтрино на ядрах [17–25]. Основные преимущества реакторных экспериментов — большие потоки и подходящие энергии антинейтрино ( $\sim 1$  МэВ). При этом задачу регистрации затрудняют малые энергии отдачи ядер и неопределенность в моделях спектров энергий антинейтрино. В ряде реакторных экспериментов используются германиевые детекторы [17, 18, 20, 21], описание энергетического отклика которых на ядра отдачи низких энергий связано с существенной неопределенностью [26–29]. В данной работе исследована зависимость ожидаемого сигнала от УКРН в эксперименте  $\nu\text{GeN}$  [18] от выбора модели спектра энергий антинейтрино и отклика германия на ядра отдачи низких энергий.

*Эксперимент  $\nu$ GeN.* Установка  $\nu$ GeN расположена в 11 м от центра активной зоны реактора (рис. 1) на третьем энергоблоке Калининской атомной электростанции (КАЭС) [25]. Реактор относится к типу ВВЭР-1000, его тепловая мощность – 3.1 ГВт. Поток антинейтрино на месте экспозиции установки составляет  $4.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Элементы реактора вместе с конструкционными материалами КАЭС обеспечивают защиту установки от космических лучей на уровне 50 метров водного эквивалента. В эксперименте используется спектрометр из природного германия, активная масса детектора – 1.41 кг. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом детектора вызывает возникновение свободных электронов и дырок. Носители заряда под действием электрического поля дрейфуют к электродам, создавая детектируемый импульс тока. Детектор окружен мюонным вето и несколькими слоями пассивной защиты, схема которой представлена на рис. 2. Более подробное описание установки и её системы сбора данных может быть найдено в работе [25]. В задачи  $\nu$ GeN входит обнаружение УКРН на реакторных антинейтрино, поиск электромагнитных свойств нейтрино [30, 31] и гипотетических новых частиц [32, 33].

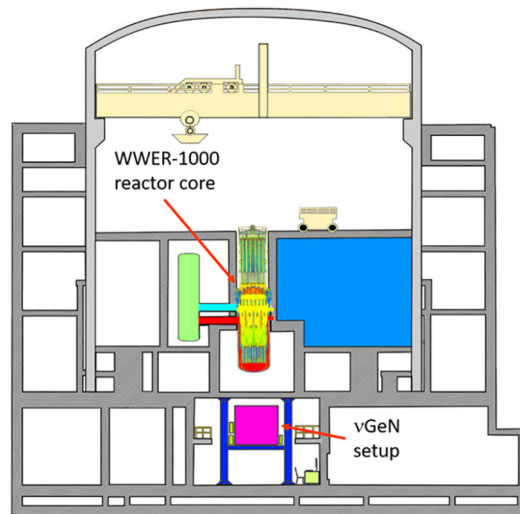
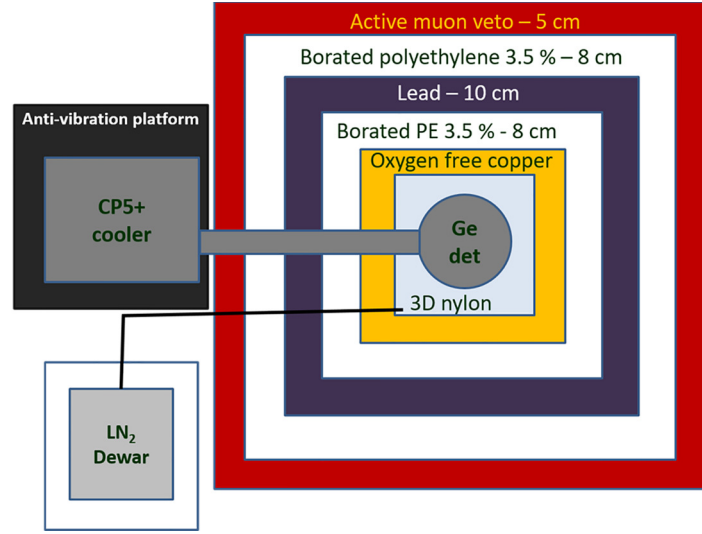


Рис. 1: Расположение установки  $\nu$ GeN на КАЭС [25].

*Спектры энергий антинейтрино.* Основными источниками реакторных антинейтрино являются бета-распады осколков деления ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ . Средняя энергия  $E_f$  на деление рассчитывается по формуле:

$$\bar{E} = \sum_k \alpha_k E_k,$$

Рис. 2: Схема установки  $\nu\text{GeN}$  [25].

где  $\alpha_k$  — доля в общем числе делений,  $E_k$  — энергосодержание в одном акте деления для  $k$ -го изотопа ядерного топлива. Далее расчёт производится для значений  $\alpha_k$ , соответствующих середине кампании реактора на тепловых нейтронах ВВЭР-1000 с обогащением топлива по  $^{235}\text{U}$  до 3–5%:  $\alpha_{235} = 0.58$ ,  $\alpha_{239} = 0.30$ ,  $\alpha_{238} = 0.07$ ,  $\alpha_{241} = 0.05$  [34]. Для таких долей (деления горящих элементов) топлива  $E_f = 205.3$  МэВ/деление<sup>1</sup> [35]. В ядерных реакторах почти вся тепловая энергия выделяется в процессе деления этих четырёх изотопов [36]. Число делений в единицу времени для реактора с мощностью  $W_{\text{th}}$  определяется как:  $N_f = W_{\text{th}}/\bar{E}_f$ . Поток антинейтрино от реактора выражается формулой:

$$\frac{dj}{dE_\nu} = \frac{N_f}{4\pi R^2} \sum_k \alpha_k \left( \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right)_k, \quad (2)$$

где  $R$  — расстояние между центром активной зоны реактора и центром детектора,  $(dN_\nu/dE_\nu)_k$  — энергетический спектр антинейтрино от  $k$ -го изотопа.

На данный момент можно выделить четыре метода получения энергетического спектра антинейтрино: “ab initio”, “summation”, “conversion”, “deconvolution”. Первый метод основан на теоретическом предсказании спектров  $(dN_\nu/dE_\nu)_k$  из микроскопических моделей ядер (см. также обсуждение в работе [37]). Использование этого метода затруд-

<sup>1</sup>В работе [35] приведена величина  $\bar{E}_f = 205.1 \pm 0.6$  МэВ/деление для середины реакторного цикла, но не указаны доли деления  $\alpha_k$ , использованные при получении этого значения. По этой причине в данном расчёте  $\alpha_k$  взяты из публикации [34]. Связанное с этим различие  $\bar{E}_f$  составляет менее 0.1% и не представляется существенным.

нено высокой вычислительной сложностью (особенно для тяжёлых ядер), связанной с большим количеством каналов распада. Во втором подходе по экспериментально известным параметрам бета-распадов для каждого ядра строится аппроксимация спектров энергий электронов с фиксацией максимального энерговыделения  $Q_{\max}$ . При этом, нейтринный спектр – отражение электронного относительно  $Q_{\max}/2$ . Далее, как и в первом методе, полученные спектры антинейтрино суммируются. Пример модели, полученной таким способом, – SM2018 [38]. Неопределённости в этом методе связаны с тем, что не для всех ядер известны удельные выходы деления, спектры бета-распадов и поправки к ним [36]. Третий метод заключается в аппроксимации измеренных спектров электронов от бета-распада  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  суммой вкладов от “виртуальных” каналов [39]. Примерами такого подхода является модель, предложенная Р. Huber и Th.A. Mueller (далее – НМ) [37, 39], а также модель KI [40], отличающаяся от НМ отношением кумулятивных бета-спектров  $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ . В данном методе существует неоднозначность при выборе спектров, на основе которых производится развертка, а также поправок к ним. Также стоит отметить, что спектры, полученные конверсией, определены лишь для  $E_\nu > 1.8$  МэВ, что соответствует пороговой энергии обратного бета-распада. В четвертом методе детектором измеряется спектр реакторных антинейтрино. Далее, определив отклик детектора, можно восстановить исходное распределение энергий антинейтрино. Таким образом получен спектр из работы [41] (далее – INR). На рис. 3 представлены модели спектров энергий реакторных антинейтрино SM2018, НМ, KI и INR, которые были использованы в дальнейших расчётах.

Так как энергии ядер отдачи от УКРН малы, то искомые события ожидаются на пороге детектора в субкэВной области, и значительный вклад в ожидаемый сигнал могут внести антинейтрино из высокоэнергичной части спектра. На рис. 3 видно, что в этой области отличие спектров INR и SM2018 велико, а в спектрах НМ и KI не рассматриваются антинейтрино с энергиями более 8 МэВ из-за малой статистики в этой области. В условиях подобного расхождения необходимо оценить влияние неопределённости спектров на ожидаемую скорость счёта сигнала УКРН в детекторе  $\nu\text{GeN}$ . Подобная проблема рассмотрена и в работе [42] для различных экспериментов по поиску УКРН.

*Квенчинг-фактор.* В эксперименте энергия отдачи ядра  $E_{NR}$  не является непосредственно наблюдаемой, так как только её часть конвертируется в заряд, регистрируемый германиевым спектрометром. Для учета этого эффекта вводится величина, которую называют квенчинг-фактором (КФ), отношение детектируемой энергии отдачи ядер

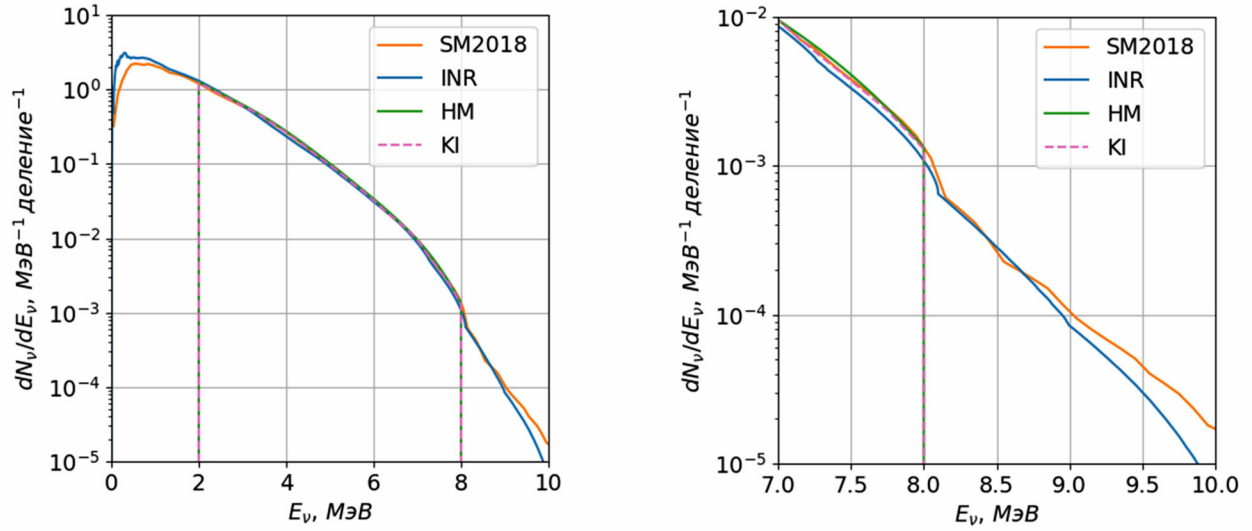


Рис. 3: Спектры энергий реакторных антинейтрино [15–18] 0–10 МэВ (слева), 7–10 МэВ (справа).

$T_{\text{det}}(E_{NR})$

$$QR(E_{NR}) = \frac{T_{\text{det}}(E_{NR})}{T_{\text{det}}(E_{ee})} \Big|_{E_{NR}=E_{ee}}, \quad (3)$$

и электронов  $T_{\text{det}}(E_{ee})$  при равных истинных энергиях отдачи ( $E_{NR} = E_{ee}$ ): где  $T_{\text{det}}(E_{NR})$  и  $T_{\text{det}}(E_{ee})$  – наблюдаемый сигнал от ядер/электронов с кинетической энергией  $E_{NR}/E_{ee}$ , соответственно. Наблюдаемый сигнал от электрона  $T_{\text{det}}(E_{ee})$  определяется по шкале энергий детектора, откалиброванной по гамма-квантам. Далее используется обозначение  $T \equiv T_{\text{det}}(E_{NR})$ . Тогда, с учётом калибровки  $T_{\text{det}}(E_{ee}) \equiv T_{ee}$  формулу (3) можно переписать в виде:

$$T(E_{NR}) = QF(E_{NR})E_{NR}. \quad (4)$$

В данной работе рассмотрены три экспериментально подкреплённые модели КФ, существенно отличающиеся поведением при малых энергиях ядер отдачи (см. рис. 4). Первая – модель Линдхарда [43] с параметром  $k = 0.162$  (далее обозначаемая С). Она предсказывает убывание КФ с уменьшением  $E_{NR}$ . Эта модель подтверждается измерениями эксперимента CONUS [27]. Также убывающий тренд при малых энергиях наблюдался в исследовании [28]. Вторая (далее – D1) – аппроксимация данных эксперимента DRESDEN-II, полученных с помощью пучка нейтронов, прошедшего через железный фильтр [26]. Она является комбинацией линейной функции ( $T_{NR} < 1.35$  кэВ) и модели Линдхарда с  $k = 0.157$  ( $E_{NR} > 1.35$  кэВ). Третья модель (далее – D2) также основыва-

ется на данных эксперимента DRESDEN-II, полученных с помощью гамма-нейтронного источника ( $^{88}\text{Y}/\text{Be}$ ) [26]. Последние две модели – D1 и D2 – демонстрируют рост КФ с убыванием  $E_{NR}$ . Такое поведение качественно поддерживается измерением [29] при  $E_{NR} = 254$  эВ. Проблема влияния значения КФ на эксперименты по поиску УКРН на ядрах германия также обсуждается в работе [44].

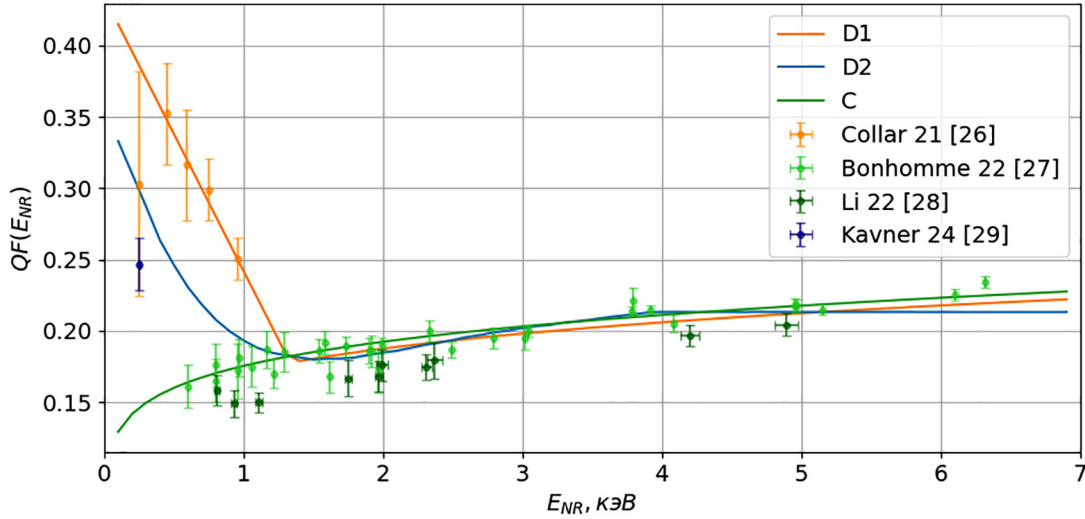


Рис. 4: Измерения КФ германия в зависимости от энергии ядра отдачи [26–29]. Сплошными линиями показаны модели КФ C, D1 и D2.

*Расчёт спектра ядер отдачи от УКРН.* Спектр энергий ядер отдачи от УКРН вычисляется на основе дифференциального сечения (1), свернутого с энергетическим спектром антинейтрино и взвешенного по изотопному составу германиевого детектора ( $^{74}\text{Ge} - 35.94\%$ ,  $^{72}\text{Ge} - 27.66\%$ ,  $^{70}\text{Ge} - 21.23\%$ ,  $^{73}\text{Ge} - 7.73\%$ ,  $^{76}\text{Ge} - 7.44\%$ ):

$$\frac{dN}{dE_{NR}}(E_{NR}) = \sum_i \int_0^\infty n_i N_i \frac{dj}{dE_\nu}(E_\nu) \cdot \frac{d\sigma}{dE_{NR}}(E_{NR}|E_\nu, i) \cdot \Theta(E_{\max}^i - E_{NR}) dE_\nu, \quad (5)$$

где  $n_i$  – относительная концентрация  $i$ -го изотопа Ge,  $N_i$  – число атомов Ge в 1 кг,  $dj/dE_\nu$  определяется формулой (2),  $\Theta(E_{\max}^i - E_{NR})$  – функция Хэвисайда. На рис. 5 приведён результат расчёта по формуле (5) для моделей спектра SM2018, INR, НМ и КІ. Видно, что используемая модель спектра антинейтрино оказывает существенное влияние на ожидаемую скорость счёта.

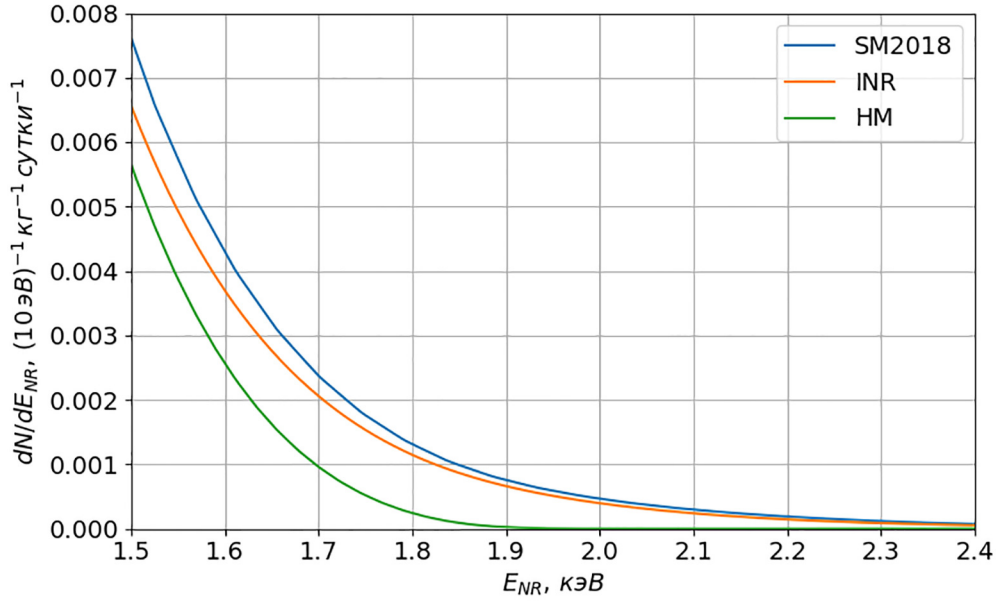


Рис. 5: Спектр ядер отдачи от УКРН для моделей реакторных спектров SM2018, INR, HM и KI.

Для получения дифференциального спектра событий УКРН, наблюдаемого в эксперименте  $\nu\text{GeN}$ , необходимо учесть КФ. Для этого сделаем замену переменных согласно (4):

$$\frac{dN}{dT}(T) = \frac{dN}{dE_{NR}}(E_{NR}) \cdot \frac{dE_{NR}}{dT}, \quad (6)$$

$$\frac{dE_{NR}}{dT} = \left( \frac{dT}{dE_{NR}} \right)^{-1} = \left( QF(E_{NR}) + E_{NR} \frac{dQF(E_{NR})}{dE_{NR}} \right)^{-1}.$$

Для C и D1 производная  $dQ(E_{NR})/dE_{NR}$  была вычислена аналитически, для D2 – численно. Также необходимо учесть разрешение детектора, свернув с функцией Гаусса ( $\sigma = 0.04$  кэВ<sub>ee</sub>, что отвечает полной ширине на полувысоте в 101.6 эВ<sub>ee</sub> при отклике детектора на монолинию, подаваемую с генератора импульсов) [25]. Спектр с учётом разрешения  $dN^{\text{res}}/dT$  описывается формулой:

$$\frac{dN^{\text{res}}}{dT}(T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int \frac{dN}{dT}(T') \cdot \exp\left(-\frac{(T' - T)^2}{2\sigma^2}\right) dT'. \quad (7)$$

На рис. 6 (слева) представлен результат расчёта ожидаемого в эксперименте спектра ядер отдачи УКРН (7) на примере модели спектра SM2018 для моделей КФ C, D1 и D2. При анализе данных в эксперименте  $\nu\text{GeN}$  рассматриваются события с



$T > T_{th}$ ,  $T_{th} = 0.29$  кэВ<sub>ee</sub>, что связано с нестабильностью фона при энергиях ниже 0.29 кэВ<sub>ee</sub> [25]. Видно, что влияние модели КФ на величину ожидаемого сигнала от УКРН в эксперименте  $\nu$ GeN существенно. Наибольший сигнал предсказывается D1 ( $dN^{res}/dT = 0.32/10$  эВ<sub>ee</sub>/кг/сутки, на пороге  $T_{th}$ ), а наименьший – С ( $dN^{res}/dT = 0.05/10$  эВ<sub>ee</sub>/кг/сутки, на пороге  $T_{th}$ ). Даже при наиболее оптимистичной (предсказывающей наибольший сигнал) модели КФ – D1, при пороге  $T_{th}$  ожидаемая скорость счёта событий невелика ( $N^{res} = 0.72$ /кг/сутки). На рис. 6 (справа) представлен ожидаемый спектр в предположении модели КФ С для четырёх моделей спектров антинейтрино (SM2018, INR, HM, KI). На графике можно видеть, что влияние спектров антинейтрино на величину сигнала менее выражено, по сравнению с влиянием модели КФ. Наибольший сигнал предсказывается SM2018:  $dN^{res}/dT = 0.050/10$  эВ<sub>ee</sub>/кг/сутки, на пороге  $T_{th}$ , а наименьший – KI:  $dN^{res}/dT = 0.039/10$  эВ<sub>ee</sub>/кг/сутки, на пороге  $T_{th}$ .

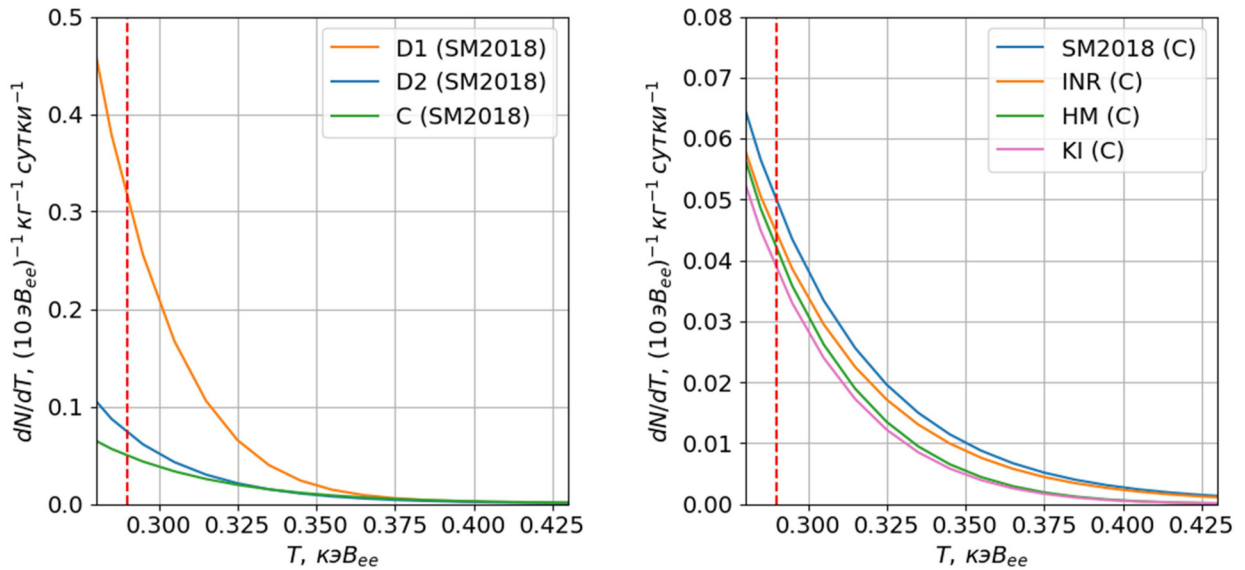


Рис. 6: Расчётный спектр ядер отдачи в предположении SM2018 для моделей КФ С, D1, D2 (слева), в предположении модели КФ С для моделей спектров реакторных антинейтрино SM2018, INR, HM и KI (справа). Пунктирной красной линией показан энергетический порог  $\nu$ GeN  $T_{th}$ .

Модифицировав выражения (5) и (7), можно оценить какой вклад в наблюдаемый сигнал вносят антинейтрино с энергией  $E'_\nu$ . Для этого рассмотрим серию энергетических спектров антинейтрино в виде монолиний (интервалов энергии с центральным значением  $E'_\nu$  и шириной 0.1 МэВ). Повторим для них описанную выше процедуру и

проинтегрируем полученные спектры энергий ядер отдачи от порога  $T_{\text{th}}$  до максимального значения  $T(E_{\text{max}})$ . Полученная функция от  $E'_\nu$ , нормированная на интегральную скорость счёта над порогом ( $T_{\text{th}} = 0.29 \text{ кэВ}_{ee}$ ), изображена на рис. 7 голубой гистограммой (для модели спектра антинейтрино SM2018 и модели КФ С). Видно, что основной вклад в сигнал дают антинейтрино с энергией порядка 8 МэВ. Далее в данной работе рассматриваются результаты расчёта чувствительности к УКРН в эксперименте  $\nu\text{GeN}$  в зависимости от модели спектра энергий антинейтрино и КФ.

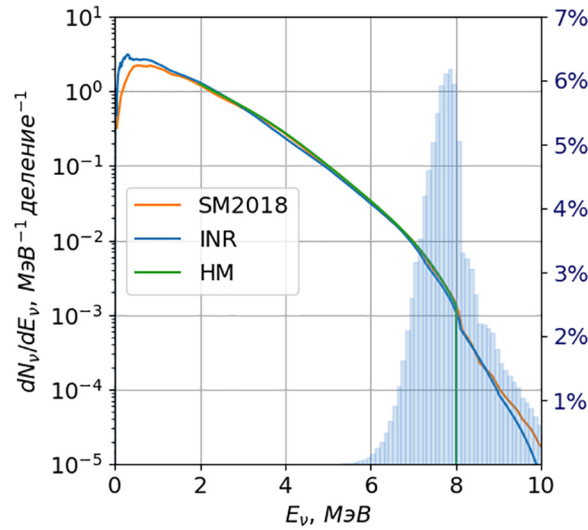


Рис. 7: Гистограмма голубого цвета показывает относительный вклад антинейтрино с энергией  $E_\nu$  в регистрируемый сигнал от УКРН для модели спектра антинейтрино SM2018.

**Чувствительность эксперимента.** Расчёт чувствительности к эффекту УКРН проводился в предположении о времени экспозиции детектора  $\nu\text{GeN}$ , равному 18 месяцев, что соответствует стандартному реакторному циклу (СРЦ). В течение цикла реактор работает (период ON)  $t_{\text{он}} = 16.5$  месяцев и остановлен (период OFF)  $t_{\text{оф}} = 1.5$  месяца. Здесь и далее под чувствительностью понимается медианный ожидаемый предел на амплитуду УКРН на уровне достоверности (УД) 90%. Расчёт производится на основе экспериментального фонового спектра энергоснабжений, полученного в эксперименте  $\nu\text{GeN}$  при экспозиции  $t = 54.6 \text{ кг}\cdot\text{суток}$  останова реактора, назовём этот спектр BG. Для получения ожидаемого за СРЦ спектра OFF статистические неопределенности BG экстраполируются на время  $t_{\text{оф}} = 63 \text{ кг}\cdot\text{суток}$ . Для получения ожидаемого спектра энергоснабжений ON к экстраполированному на время  $t_{\text{он}}$  спектру BG добавляется номинальный сигнал в предположении одной из моделей спектра антинейтрино и КФ

(рис. 8, слева). Далее, разность ожидаемых спектров ON и OFF (рис. 8, справа) аппроксимируется номинальным сигналом, тем самым, что был заложен в ожидаемый ON. Единственный свободный параметр аппроксимации — величина амплитуды сигнала относительно предсказания СМ.

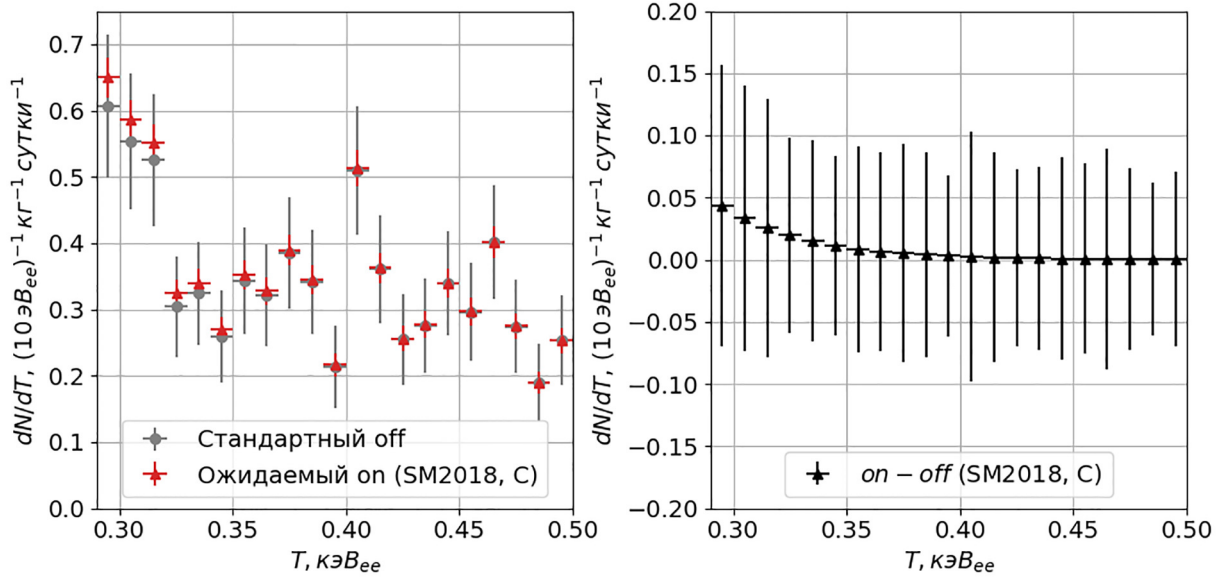


Рис. 8: Ожидаемый сигнал от УКРН в эксперименте  $\nu\text{GeN}$  при экспозиции в течение стандартного реакторного цикла (слева). Ожидаемая разность спектров ON и OFF в предположении модели спектра антинейтрино SM2018 и модели КФ С (справа).

На рис. 9 (слева) показан профиль  $\Delta\chi^2$ , полученный при аппроксимации, в зависимости от амплитуды УКРН в единицах СМ. На нём пунктирными линиями показана чувствительность на уровне достоверности 90% в предположении модели КФ С. Относительная разница значений чувствительности для моделей спектров реакторных антинейтрино НМ и SM2018 составляет 26.5%, для INR и SM2018 – 11.8%, для KI и SM2018 – 35.3%. Повторением этой процедуры получена чувствительность для других комбинаций моделей спектров антинейтрино и КФ (см. табл. 1). На рис. 9 (справа) можно видеть, что если гипотеза о модели КФ D1 верна, то возможно обнаружение эффекта УКРН детектором  $\nu\text{GeN}$  на уровне достоверности  $\sim 3\sigma$  за один СРЦ.

В процессе расчета была также получена значимость разделения моделей КФ в предположении о соответствии УКРН Стандартной модели. Для этого в ожидаемый спектр ON закладывалась модель С, после чего ожидаемая разность спектров ON и OFF аппроксимировалась предсказанием на основе D1. На рис. 10 показан профиль

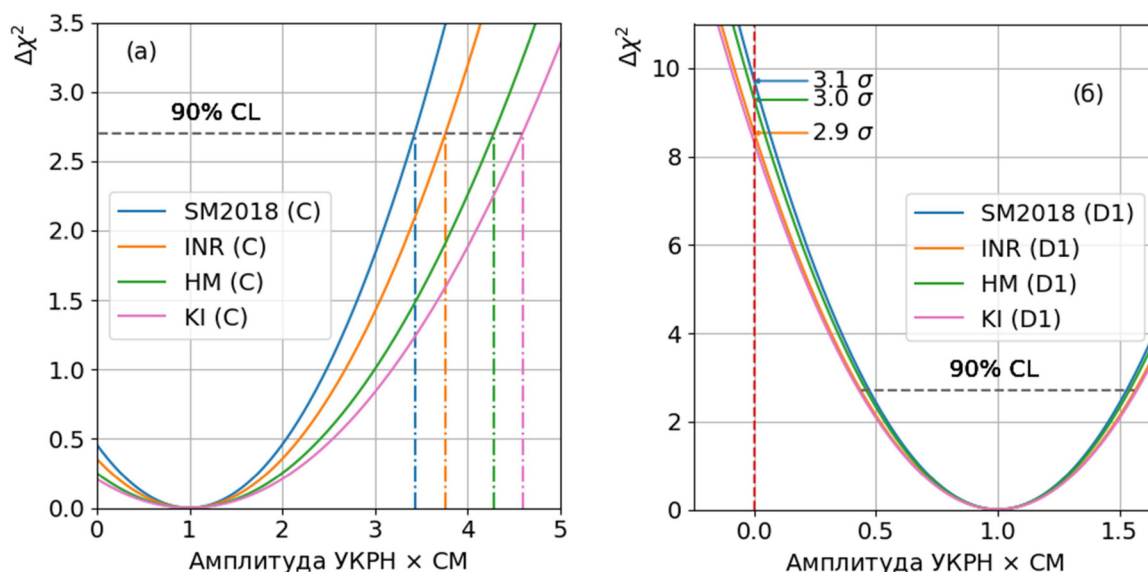


Рис. 9: Профиль  $\Delta\chi^2$  в предположении модели КФ С (слева) и D1 (справа). По оси абсцисс отложена амплитуда сигнала от УКРН относительно предсказанной Стандартной моделью.

$\Delta\chi^2$  для такой аппроксимации. Видно, что значимость исключения сигнала в предположении модели КФ D1 для всех рассмотренных моделей спектра антинейтрино  $\sim 2.5\sigma$  при времени экспозиции один СРЦ.

Т а б л и ц а 1

Чувствительность  $\nu\text{GeN}$  к сигналу от УКРН для различных моделей спектров антинейтрино и КФ при экспозиции в течение стандартного реакторного цикла

Чувствительность для эксперимента $\nu\text{GeN}$ , $\times\text{CM}$ (90% CL)			
Модели энергетических спектров реакторных антинейтрино	Модели КФ для германия		
	D1 [26]	D2 [26]	C [38]
SM2018 [38]	1.5	3.0	3.4
INR [41]	1.6	3.2	3.8
HM [37, 39]	1.5	3.5	4.3
KI [40]	1.6	3.7	4.6

На рис. 11 показана экстраполированная чувствительность для моделей КФ С, D2 и модели реакторного спектра SM2018, в предположении  $t_{\text{on}}/t_{\text{off}} = 11$ . В этом случае обнаружение сигнала от УКРН на уровне  $3\sigma$  детектором  $\nu\text{GeN}$  (с массой  $\sim 1$  кг) станет

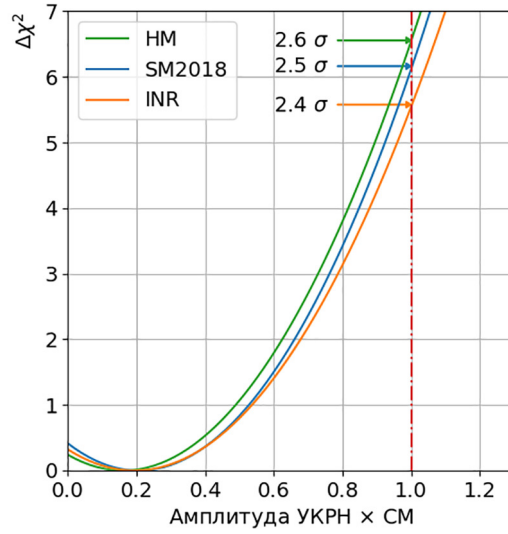


Рис. 10: Профиль  $\Delta\chi^2$  для гипотезы  $D1$  при номинальном сигнале  $C$ , время экспозиции – один реакторный цикл.

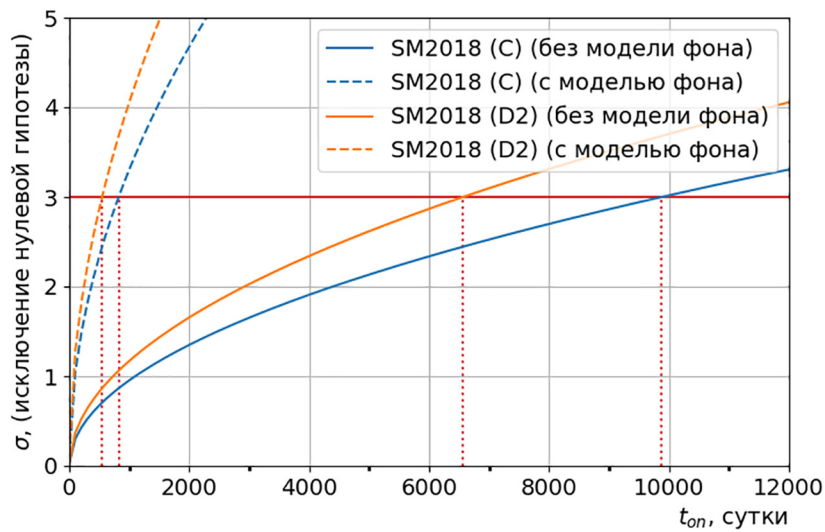


Рис. 11: Экстраполяция значимости обнаружения сигнала от УКРН в эксперименте  $\nu\text{GeN}$ , в предположении  $SM2018$  для моделей КФ  $C$  и  $D2$ .

возможным через 20–30 лет в зависимости от модели КФ ( $D2$ ,  $C$ ) при текущем энергетическом пороге, уровне фона и массе вещества-мишени  $\nu\text{GeN}$ . Полная развертка фона по компонентам, возможно, позволит пренебречь статистическими ошибками спектра OFF в разности ON-OFF [45]. В этом случае период экспозиции можно сократить до 1.5–3 лет.

*Закключение.* В работе рассматривалась зависимость чувствительности эксперимента  $\nu GeN$  к УКРН от моделей энергетических спектров реакторных антинейтрино и моделей квенчинг-фактора для германия. Был проведён расчёт ожидаемого сигнала для спектров SM2018, INR, НМ, КИ и квенчинг-факторов C, D1, D2. Результаты расчёта показывают, что неопределенность в выборе модели и КФ, и спектра антинейтрино существенно влияет на расчётную чувствительность к УКРН. Так, в предположении спектра SM2018 ожидаемый верхний предел (90% УД) на амплитуду исследуемого процесса превышает предсказание Стандартной модели в: 3.4 (C), 3.0 (D2), 1.5 (D1) раза. Для КФ C относительная разница значений чувствительности в предположении INR, НМ, КИ и SM2018 составляет 11.8%, 26.5% и 35.3%, соответственно. Для уменьшения упомянутых неопределенностей необходимы более точные модели спектров энергий реакторных антинейтрино, а также дополнительные измерения отклика германия на ядра отдачи низких энергий.

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

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. Akimov et al. (COHERENT Collaboration), *Science* **357**(6356), 1123 (2017). DOI: 10.1126/science.aao.0990.
- [2] D. Akimov et al. (COHERENT Collaboration), *Physical Review Letters* **126**(1), 012002 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.012002.
- [3] D. Akimov et al. (COHERENT Collaboration), *Physical Review Letters* **129**(8), 081801 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.081801. DOI:10.1103/PhysRevLett.129.081801.
- [4] S. Adamski et al. (COHERENT Collaboration), First detection of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on germanium // arXiv:2406.13806 [hep-ex]. – arXiv, 2024. DOI: 10.48550/arXiv.2406.13806.
- [5] Z. Bo et al. (PandaX Collaboration), First Indication of Solar  $^8B$  Neutrino Flux through Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering in PandaX-4T // arXiv:2407.10892 [hep-ex]. – arXiv, 2024. DOI: 10.48550/arXiv.2407.10892.
- [6] E. Aprile et al. (XENON Collaboration), *Physical Review Letters* **133**(19), 191002 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevLett.133.191002.

- [7] N. Ackermann et al. (CONUS+ Collaboration), First observation of reactor antineutrinos by coherent scattering // arXiv:2501.05206 [hep-ex]. – arXiv, 2025. DOI: 10.48550/arXiv.2501.05206.
- [8] M. Lindner, W. Rodejohann, X.J. Xu, Journal of High Energy Physics **2017**(19), 97 (2017). DOI: 10.1007/JHEP03(2017)097.
- [9] J. Erler, M. J. Ramsey-Musolf, Physical Review D–Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology **72**(7), 073003 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevD.72.073003.
- [10] D. Z. Freedman, Physical Review D **9**(5), 1389 (1974). DOI: 10.1103/PhysRevD.9.1389.
- [11] V. B. Kopeliovich, L. L. Frankfurt, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **19**, 236 (1974).
- [12] K. Scholberg, Physical Review D **73**(3), 033005 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevD.73.033005.
- [13] L. M. Krauss, Physics Letters B **269**(3-4), 407 (1991). DOI: 10.1016/0370-2693(91)90192-S.
- [14] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, L. Strigari, Physical Review D **89**(2), 023524 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevD.89.023524.
- [15] D. Z. Freedman, D. N. Schramm, D. L. Tubbs, Annual Review of Nuclear Science **27**(1), 167 (1977). DOI: 10.1146/annurev.ns.27.120177.001123.
- [16] Y. Kim, Nuclear Engineering and Technology **48**(2), 285 (2016). DOI: 10.1016/j.net.2016.02.001.
- [17] J. Colaresi, J. I. Collar, T. W. Hossbach, et al., Physical Review Letters **129**(21), 211802 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.211802.
- [18] I. Alekseev et al. (nuGeN Collaboration), Physical Review D **106**(5), L051101 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevD.106.L051101.
- [19] J. J. Choi et al. (NEON Collaboration), The European Physical Journal C **84**(3), 186 (2024). DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11352-x.
- [20] C. Augier et al. (Ricochet Collaboration), The European Physical Journal C **83**(2), 226 (2023). DOI: 10.1140/epjc/s10052-024-12433-1.
- [21] N. Ackermann et al. (CONUS Collaboration), Physical Review Letters **133**(25), 251802 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevLett.133.251802.
- [22] D. Y. Akimov et al. (RED-100 Collaboration), Physical Review D **111**(7), 072012 (2025). DOI: 10.1103/PhysRevD.111.072012.
- [23] S. Karmakar et al. (TEXONO Collaboration), Physical Review Letters **134**(12), 121802 (2025). DOI: 10.1103/PhysRevLett.134.121802.

- [24] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (CONNIE Collaboration), Searches for  $\text{CE}\nu\text{NS}$  and Physics beyond the Standard Model using Skipper-CCDs at CONNIE // arXiv:2403.15976 [hep-ex]. – arXiv, 2024. DOI: 10.48550/arXiv.2403.15976.
- [25] V. Belov et al. (nuGeN Collaboration), Chinese Physics C **49**(5), 053004 (2025). DOI: 10.1088/1674-1137/adb9c8.
- [26] J. I. Collar, A. R. L. Kavner, C. M. Lewis, Physical Review D **103**(12), 122003 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevD.103.122003.
- [27] A. Bonhomme, H. Bonet, C. Buck, et al., The European Physical Journal C **82**(9), 815 (2022). DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10768-1.
- [28] L. Li, A Measurement of The Response of A High Purity Germanium Detector to Low-Energy Nuclear Recoils, 2022. <https://www.proquest.com/openview/fceb67eaa6c06e46f6a381ebcac32af3/1?pq-origsite=gscholar&cbl=18750&diss=y>.
- [29] A. R. L. Kavner, I. Jovanovic, Measurement of Ionization Produced by 254 eVnr Nuclear Recoils in Germanium // arXiv:2405.10405 [nucl-ex]. – arXiv, 2024. DOI: 10.48550/arXiv.2405.10405.
- [30] A. D. Bystryakov et al. (nuGeN Collaboration), Bulletin of the Lebedev Physics Institute **51**(12), 508 (2024). DOI: 10.3103/S1068335624601675.
- [31] C. Giunti, A. Studenikin, Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. Neutrino electromagnetic interactions / arXiv:1403.6344 [hep-ph]. – arXiv, 2015. DOI: 10.48550/arXiv.1403.6344.
- [32] D. A. Sierra, V. De Romeri, L. J. Flores, D. K. Papoulias, Journal of High Energy Physics **2021**(3), 1 (2021). DOI: 10.48550/arXiv.2010.15712.
- [33] L. Singh et al. (TEXONO Collaboration), Physical Review D **99**(3), 032009 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevD.99.032009.
- [34] V. I. Kopeikin, Physics of Atomic Nuclei **66**(3), 472 (2003). DOI: 10.1134/1.1563708.
- [35] V. I. Kopeikin, D. V. Popov, M. D. Skorokhvatov, Physics of Atomic Nuclei **87**(4), 389 (2024). DOI: 10.1134/S106377882470039X.
- [36] A. C. Hayes, P. Vogel, Annual Review of Nuclear and Particle Science **66**(1), 219 (2016). DOI: 10.1146/annurev-nucl-102115-044826.
- [37] Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, et al., Physical Review C **83**(5), 054615 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevC.83.054615.
- [38] M. Estienne, M. Fallot, A. Algora, et al., Physical Review Letters **123**(2), 022502 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.022502.



- [39] P. Huber, Physical Review C **84**(2), 024617 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevC.84.024617.
- [40] V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, O. Titov, Physical Review D **104**(7), L071301 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevD.104.L071301.
- [41] A. P. Vlasenko, S. V. Ingerman, P. Yu. Naumov, V. V. Sinev, Physics of Atomic Nuclei **86**(6), 1178 (2023). DOI: 10.1134/S1063778824010599.
- [42] L. Hayen, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 2024. DOI: 10.1088/1361-6471/ad8ee2.
- [43] N. Ackermann et al. (CONUS Collaboration), Physical Review Letters **133**(25), 251802 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevLett.133.251802.
- [44] Y. Li, G. Herrera, P. Huber, New Physics versus Quenching Factors in Coherent Neutrino Scattering //arXiv preprint arXiv:2502.12308, 2025. DOI: 10.48550/arXiv.2502.12308.
- [45] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, et al., The European Physical Journal C **83**(3), 195 (2023). DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11240-4.

Поступила в редакцию 5 июня 2025 г.

После доработки 6 октября 2025 г.

Принята к публикации 6 октября 2025 г.