

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.123.6

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
РАСЧЁТ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА ОТ УПРУГОГО
КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ РЕАКТОРНЫХ
АНТИНЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРАХ НА ОСНОВЕ
НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ**

Научный руководитель

(к.ф.-м.н., доц.)

_____ Е. А. Литвинович

Студент

_____ В. М. Крапля

Москва, 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**РАСЧЁТ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА ОТ УПРУГОГО
КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ РЕАКТОРНЫХ
АНТИНЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРАХ НА ОСНОВЕ
НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ**

Студент

_____ В. М. Крапля

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доц.

_____ Е. А. Литвинович

Рецензент

_____ А. В. Константинов

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Современное состояние экспериментальных исследований УКРН	7
1.1 Полупроводниковые детекторы	7
1.1.1 <i>νGen</i>	7
1.1.2 TEXONO	8
1.1.3 CONUS, CONUS+	9
1.1.4 Dresden II	11
1.2 Низкотемпературные болометры	12
1.3 Низкотемпературные фононные детекторы	13
1.4 Детекторы на основе ПЗС-матрицы	13
1.4.1 CONNIE	14
1.5 Детекторы на жидких благородных газах	14
1.5.1 РЭД-100	15
1.6 Детекторы на основе неорганических сцинтилляторов	16
1.6.1 NEON	17
1.7 Систематизация полученных данных	19
2 УКРН на ядрах неорганических сцинтилляторов	21
2.1 Расчет спектра ядер отдачи от УКРН	25
2.2 Спектр антинейтрино от ядерного реактора	25
2.3 Квенч-фактор	26
2.4 Спектр ядер отдачи в неорганических сцинтилляторах	29
3 Техническое предложение детектора на основе неорганического сцинтиллятора для детектирования УКРН реакторных антинейтрино	34

3.1	Эскизный проект установки	34
3.2	Монте-Карло моделирование установки	39
3.2.1	Геометрия и материалы	40
3.2.2	Задание оптических свойств	40
3.2.3	Создание счётчиков	42
3.2.4	Сбор данных и результаты измерений	44
4	Монте-Карло модель γ-фона в подреакторном помещении энергоблока №3 КАЭС	47
4.1	Модели γ -фонов в помещениях на АЭС	47
4.2	Анализ экспериментальных данных	49
4.3	Моделирование отклика детектора в Geant4	52
4.4	Поиск модели γ -фона в помещении на основе данных моделирования	55
5	Заключение	59
	Список использованных источников	61

ВВЕДЕНИЕ

После того, как в 1973 году было открыто явление нейтрального тока слабого взаимодействия, ряд ученых выдвинули предположение о том, что существуют упругие когерентные взаимодействия нейтрино с кварками и электронами посредством виртуального Z бозона [1, 2]. Предсказанное таким образом Упругое Когерентное Рассеяние Нейтрино (УКРН) на ядрах атомов было экспериментально обнаружено в 2017 году коллаборацией COHERENT [3] от импульсного источника - SNS (Spallation Neutron Source). Процесс смогли увидеть на 3 разных типах детекторов: на основе неорганического сцинтиллятора CsI[Na], HPGe и LAr [4]. От ядерного реактора УКРН зафиксировала коллаборация CONUS+ [5] детектором на основе HPGe. От солнечных нейтрино УКРН обнаружила коллаборация PandaX [6], с детектором на основе жидкого ксенона.

Подобный интерес научного сообщества к данному проявлению слабого взаимодействия объясняется его возможностями применения для решения задач как теоретического, так и практического характера. Это обусловлено большим сечением взаимодействия УКРН (на несколько порядков превосходящим значения других процессов, например, Обратного Бета Распада (ОБР)) [7], из-за когерентности взаимодействия нейтрино с ядром, когда рассеяние происходит на всех нуклонах ядра из-за малости передаваемого нейтрино импульса. Этот эффект является следствием квантово-механического условия когерентности рассеяния Фридмана(1) [8]:

$$qR \ll 1 \tag{1}$$

где q - модуль 4-импульса, переданный нейтрино ядру, характерный размер которого определяется радиусом R . Так как Стандартная модель(СМ) предсказывает сечение УКРН с относительно малой погрешностью, измерение сечения УКРН позволяет проверить физику СМ для слабых взаимо-

действий [9]. Например, слабый ядерный заряд в основном зависит от его нейтронной компоненты, и наблюдение УКРН может помочь определить слабый форм-фактор, что помогает ограничить распределение плотности нейтронов при когерентности процесса [10]. Измерение при помощи УКРН радиуса нейтрона поможет определить нейтронную оболочку ядра - разницу между радиусом нейтрона, большим чем радиус протона. Точное измерение УКРН поможет понять состояния богатой нейтронами материи, что сыграет свою роль в понимании структуры и эволюции нейтронных звезд. Также УКРН используется для более точного измерения электрослабого угла смешивания при низкой передаче импульса [9], изучения магнитного момента нейтрино, потому что данные факторы влияют на количество регистрируемых событий с определенными энергиями ядер отдачи.

УКРН также возможно использовать для исследования физики за рамками СМ [11–13]. Так к нестандартным взаимодействиям нейтрино можно отнести нестандартные процессы образования и детектирования нейтрино при помощи заряженного или нейтрального тока с изменением аромата нейтрино при его взаимодействии с другими фермионами. Любое введение новых взаимодействий нейтрино подразумевает добавление новых векторных и осевых операторов в лагранжиан СМ, создающих нестандартные взаимодействия различных ароматов. К физике за рамками СМ также приведет обнаружение аномальных магнитных моментов нейтрино при полной когерентности взаимодействия. Это добавило бы пропорциональность сечения взаимодействия квадрату числа протонов, а не только нейтронов. Применение УКРН возможно при поиске стерильных нейтрино: наблюдение уменьшения потока частиц на фиксированном расстоянии по сравнению с предсказаниями СМ могло бы указывать на этот новый тип нейтрино [14].

Помимо актуальности УКРН для решения теоретических задач физики существует применение данного процесса в практической плоскости. Нейтринный мониторинг ядерных реакторов позволяет получать дистанционно данные о мощности и относительном изотопном составе топлива в активной зоне. Это можно использовать для контроля за нераспространением ядерного оружия и обеспечения безопасности использования мирной ядерной энергетики. Применение же УКРН позволит создавать

детекторы нейтрино с массой активного вещества от единиц до десятков килограмм, что в десятки раз меньше, чем масса активного вещества в детекторах основанных на ОБР [7,15].

В данной работе представлен расчет ожидаемого эффекта УКРН на различных неорганических сцинтилляторах. Также выдвинуто техническое предложение детектора на основе неорганического сцинтиллятора для поиска УКР реакторных антинейтрино на ядре. Представлена Монте-Карло модель предлагаемой установки, которая использовалась для оценки отклика детектора на γ -фон в подреакторном помещении на энергоблоке №3 Калининской АЭС (КАЭС), где в данный момент находится эксперимент iDream [16]. Модель γ -фона в помещении ЗА-121/1 на энергоблоке №3 КАЭС была найдена в рамках решения задачи оптимизации, с использованием моделирования методом Монте-Карло и алгоритмов безусловной минимизации.

Актуальность исследования: Измерение эффекта УКР реакторных антинейтрино от ядерных реакторов позволяет уточнять параметры СМ и искать физику за пределами СМ. Помимо этого создание эффективных детекторов реакторных антинейтрино позволит проводить объективный мониторинг ядерных реакторов.

Цель исследования: Расчет эффекта от УКРН в предлагаемом детекторе на основе неорганических сцинтилляторов.

Задачи исследования:

- 1) Изучить и систематизировать особенности детекторов УКРН;
- 2) Разработать техническое предложение детектора на основе неорганического сцинтиллятора для поиска УКР реакторных антинейтрино на ядре;
- 3) Представить Монте-Карло модель детектора для получения загрузки детектора, обусловленной внешним γ -фоном;
- 4) Подобрать модель γ -фона в помещении ЗА-121/1 на энергоблоке №3 КАЭС.

1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ УКРН

1.1 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Германиевые(Ge) детекторы с точечным контактом, позволяют обеспечить низкий порог детектирования от 100 эВ (*ν Gen*) [17] до 200 эВ (TEXONO [18], CONUS [19], Dresden-II [20]) [21]. Выбор Ge также обусловлен большим числом нейтронов в ядре элемента по сравнению с Si (40 против 28). Сигнал считывается при ионизации элементарной частицей мишени из Ge, которая постоянно охлаждается электронными охладителями. Они представляют из себя прибор, использующий поток электронов низких энергий, которые в ходе обмена энергиями с "горячими" ионами Ge охлаждают мишень. Также может применяться охлаждение жидким азотом диодов детектора или электрические холодильники с импульсной трубкой. Детекторы подобного типа могут обладать массой активного вещества от 1 до 2 кг. Низкий эквивалентный шум детектора обеспечивается точечным контактом, который уменьшает электроемкость детектора до порядка 1 пФ при полном электрическом разряде. [22, 23]

1.1.1 *ν Gen*

Полупроводниковый германиевый детектор *ν Gen*, представленный на рисунке 1.1, 1.2 и расположенный на Калининской атомной электростанции (КАЭС-3.1 ГВт_{th}) на дистанции порядка 10 м от центра активной зоны в потоке антинейтрино более 5×10^{13} нейтрино/(см²×сек). Защита от космических лучей составляет порядка 50 метров водного эквивалента

(м.в.э.). Масса мишени детектора составляет 1.41 кг. Охлаждение рабочего вещества установки происходит посредством электронного и азотного охлаждения. Детектор окружен многослойной пассивной защитой, состоящей из: напечатанной на 3Д принтере нейлонной оболочки мишени для вытеснения радона, а также 10 см слоя меди, 8 см слоя борированного полиэтилена с 3,5% обогащением, 10 см слоя свинца, 8 см слоя полиэтилена и 5 см слоя мюонного вето, предназначенного для уменьшения систематических погрешностей, вносимых космическими лучами при обработке сигналов детектора. Также сам детектор расположен на специальном подъемном механизме, регулирующем удаление установки от активной зоны ядерного реактора в диапазоне от 10.869 до 11.935 м. Изменение высоты позволит регулировать поток антинейтрино и подавлять систематические ошибки, связанные с уровнем фона при включенном/выключенном реакторе. Детектор провел 109.33 дня измерений при включенном реакторе ($2.47 \pm 0.14 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д}}$) и 53.31 дня измерений при выключенном реакторе ($2.42 \pm 0.20 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д}}$). Подъемный механизм был испытан и будет применяться в дальнейшем для подавления фоновых событий. В данный момент эксперимент продолжает набор событий. [17, 23]

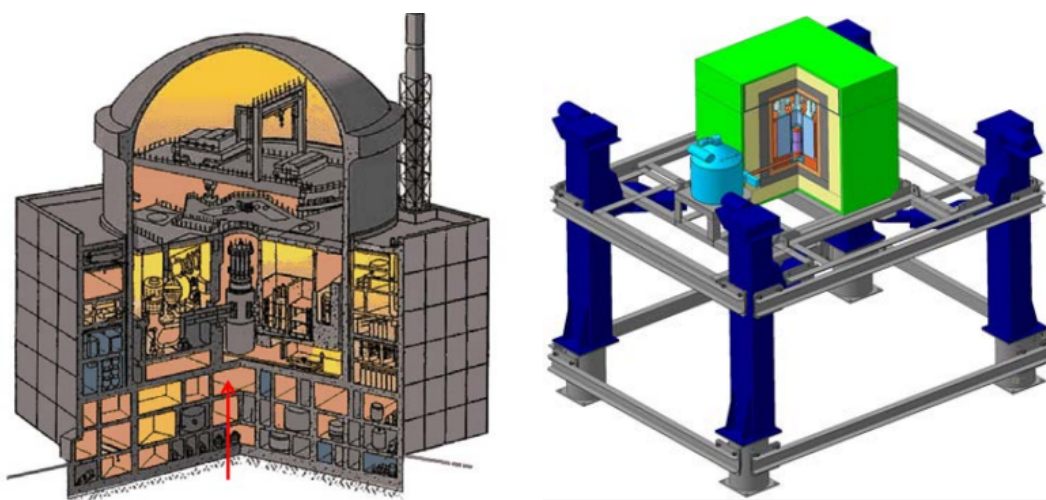


Рисунок 1.1 — νGen детектор

1.1.2 TEXONO

До марта 2023 года эксперимент с полупроводниковым германиевым детектором, занимающийся в том числе поиском УКРН реакторных анти-

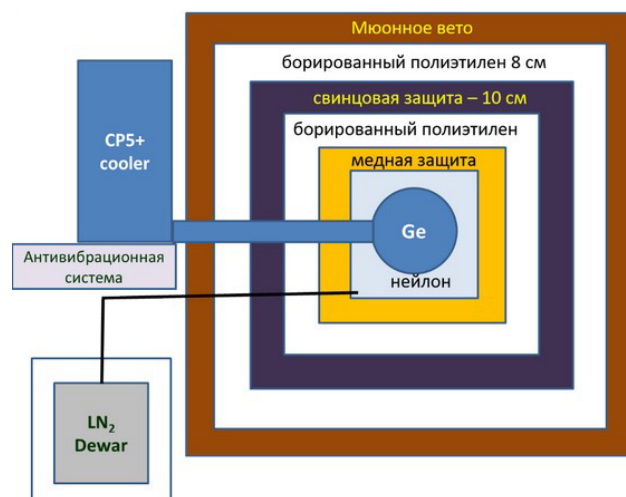


Рисунок 1.2 — ν Gen экранирование детектора

нейтрино, проводился на АЭС Куошен (Тайвань-2.9 ГВт_{th}). Детектор располагался на расстоянии 28 метров от активной зоны реактора и имел защиту от космических лучей порядка 30 м.в.э. за счёт капитальных строений АЭС. Поток нейтрино составлял порядка 6.4×10^{12} нейтрино/(см²×сек). Подавление фоновых событий происходило за счет данных с твердых сцинтилляторов NaI(Tl), CsI(Tl). Конструкция детектора была окружена 5 см меди, 25 см борированного полиэтилена, 5 см стали, 15 см свинца и панели мюонного вето. Общий вес конструкции составляет 50 тонн. Достигнутый по итогам измерений порог детектора составил 200-400 эВ, при этом при пороге в 200 эВ ошибка возрастает из-за падения эффективности сигнала. Количество фоновых событий при энергии в 200 эВ, составило $25.8 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д} \times \text{кэВ}}$. На данный момент экспериментальная программа переносится на новый реактор лаборатории Санмен, которая строится в Чжэцзяне, Китай, ввиду остановки реакторов АЭС Куошен [18, 24].

1.1.3 CONUS, CONUS+

Эксперимент CONUS проводился на расстоянии 20.7 метра от центра активной зоны на АЭС Брокдорф (ФРГ-3.9 ГВт_{th}). Поток нейтрино составлял 2.3×10^{13} нейтрино/(см²×сек). 4 полупроводниковых германиевых детектора массой активного вещества по 1-1.5 кг каждый находились вместе в защитном контейнере, обеспечивавшем эквивалент 24 м.в.э. в среднем, состоявшем из полиэтилена, борированного полиэтилена, стали и органи-

ческого пластмассового сцинтиллятора, используемого в роли мюонного вето (с каждой стороны ставилось 2 ФЭУ - по 1 на угол, а сверху - 4 ФЭУ Hamamatsu R11265 U-200). Медные криостаты детектора были соединены с криокулерами, охлаждавшими детекторы. Впоследствии, ввиду высоких шумов, данные с одного из детекторов были исключены из итоговых измерений. Порог установки составил 210 эВ. После остановки реакторов АЭС Брокдорф продолжился сбор данных при выключенном реакторе для подавления шумов [19, 22, 25, 26].

Эксперимент CONUS+, представленный на рисунке 1.3, располагается на атомной электростанции (АЭС) в Лайбштадте, Швейцария (тепловая мощность реактора 3,6 ГВт), в 20,7 метрах от центра активной зоны. Основа детектора осталась такой же с установки CONUS.

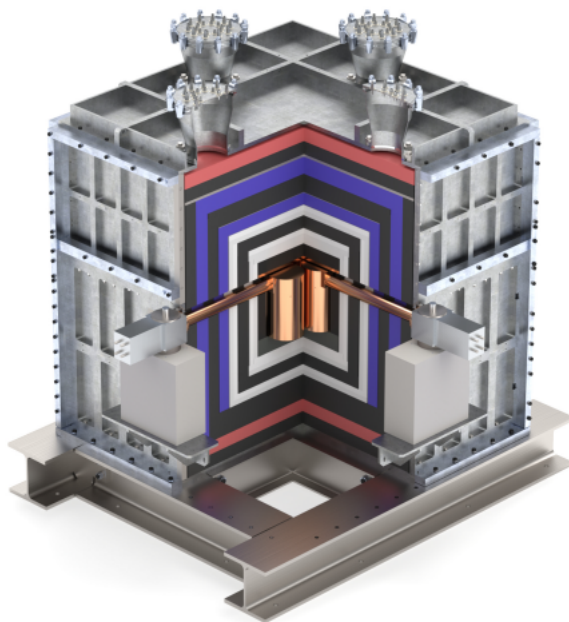


Рисунок 1.3 — эксперимент CONUS+.

У детектора коллаборации CONUS+ есть ряд важных конструктивных решений [27]. Во первых, это большая и многослойная пассивная защита детектора, которое равномерно защищает его со всех сторон. Во вторых, устройство этой защиты: после внешней оболочки сделанной из нержавеющей стали (серебряный на Рисунке 1.3) идёт слой полиэтилена (красный), который необходим для замедления нейтронов высокой энергии, затем идут поочередно слои свинца (черный), мюонного вето (синий) и борированного полиэтилена (белый). Мюонное вето представляет из себя пластмассовый сцинтиллятор, просматриваемый фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), пластины сцинтиллятора также покрыты отражающим материалом, позволяющим увеличить светосбор на ФЭУ. Установка в детекторе сразу двух слоев мюонного вето мотивированна необходимостью измерения не только фоновых событий, обусловленных внешним потоком частиц, но и фоновых событий, вызванных рождением задержанных нейтронов в свинце после облучения космическими мюонами. Таким образом, мюонное вето позволяет нам проводить измерения фона, которые мы сможем вычесть из результирующих измерений детектора, с целью оставить только полезные события, в рамках доступной точности измерения фона. Борированный полиэтилен необходим для поглощения нейтронов, которые создают фоновые события для данного детектора. В данном материале водород в составе полиэтилена служит для замедления нейтронов до энергий равных энергиям тепловых нейтронов $E_n = 0.025\text{эВ}$, которые уже далее поглощаются бором в реакции:



также стоит отметить, что водород в составе пластмассового сцинтиллятора также применяется для уменьшения энергии нейтронов.

1.1.4 DRESDEN II

Полупроводниковый германиевый детектор с точечным контактом. Набранное время экспозиции - 96.4 дня, масса активного вещества - 2.924 кг. Мощность реактора DresdenII(ФРГ) составляла 2.94 ГВт_{th} . Расстояние до центра активной зоны от детектора - 10.39 м. Поток антинейтрино 4.8×10^{13} нейтрино/($\text{см}^2 \times \text{сек}$). Основной шум в интересующей энергетиче-

ской области при поиске УКРН (0.2-1.5кэВ) составляли рассеиваемые нейтроны от реактора. Также вносил вклад захват электронов в ^{71}Ge , который описываемый Гауссовским распределением. Среднее значение шумов от электронного захвата М-оболочек составило 158 эВ, со стандартным отклонением, в виде электронного шума, равным 68.5 эВ. Сбор данных при выключенном реакторе проводился на протяжении 25 дней. В итоге, был достигнут порог в 200 эВ при фоне в $8 \frac{\text{событий}}{\text{зкг} \times \text{д} \times 10 \text{эВ}}$ [20, 28, 29].

1.2 НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ БОЛОМЕТРЫ

При низких температурах теплоёмкость материала очень резко снижается при дальнейшем охлаждении. Данный процесс описывается законом Дебая (1.1): [21]

$$C = \lambda_D \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \quad (1.2)$$

,где $\lambda_D = 1944 \text{ Дж моль}^{-1} \text{ К}^{-1}$, T -температура в кельвинах, Θ_D -температура Дебая. Для Ge $\Theta_D = 374 \text{ К}$, а при $T \sim 20 \text{ мК}$ (В этот момент Ge практически становится диэлектриком) теплоемкость $C_{Ge} \sim 1 \text{ кэВ моль}^{-1} \text{ мК}^{-1}$. Этот эффект лежит в основе данного типа детекторов, которые применяют в качестве активного вещества Zn и Ge (Ricochet [30, 31]), чьи энергии ядерной отдачи при взаимодействии с нейтронами реактора будут ограничивать общий фон детектора в ходе эксперимента, хотя нельзя исключать события, имитирующие сигнал УКРН от реакторных антинейтрино. Масштабируемость данного типа детекторов позволяет получить до 10 кг массы мишени в перспективе. Достигнутый порог регистрации для данного типа детекторов с 0.5 кг Ge в качестве рабочего вещества и Si поглотителя составляет порядка 15 эВ [30]. На данный момент готовится несколько экспериментов: Ricochet [30, 31], Miner [32], NUCLEUS [33].

1.3 НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ФОНОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Подобный вид детекторов также состоит из кристалла-мишени, функционирующего как поглотитель частиц. К кристаллу подключен фононный датчик. Поступающие фотоны, поглощаемые металлом детектора, разрушают Куперовские пары и изменяют кинетическую индуктивность металла, что приводит к измеримому сдвигу резонансной частоты. Поэтому датчик помещается в темноту для минимизации количества индуцированных светом разрушенных Куперовских пар. Детектор представляет из себя $0,34\text{г Si}$ поглотителя, изготовленного из монокристаллической пластины. Конструкция детектора позволяет масштабировать его вплоть до нескольких килограммов активного вещества. Продемонстрированный потенциал Si-устройства позволяет полагать потенциальный выигрыш детектора от использования другого кристалла с более тяжелым ядром (например Ge). [34]

1.4 ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ ПЗС-МАТРИЦЫ

Технология детекторов, использующих ПЗС-матрицы (Прибор с Зарядовой Связью), позволяет регистрировать редкие события с низким энергосодержанием. [21] Данные детекторы также работают при криогенных температурах ($<100\text{ K}$). В результате ионизации высвобождаются носители заряда, которые под действием электрического поля перемещаются к каскаду ПЗС-матриц, выступающих в роли трековой камеры. Там ряд 3-фазных электродов формирует двумерную пиксельную структуру потенциальных ям. Во время экспозиции в ячейках матрицы накапливается заряд, после чего он физически перемещается пиксель за пикселем с помощью высокочастотных синхронизирующих импульсов, пока не достигнет усилителя, где будет считываться. [35, 36] Энергетический порог подобных детекторов может достигать 20 эВ. В качестве активного вещества используются кристаллы Si. [37] На данный момент достигнута масса в десятки грамм рабочего вещества детектора.

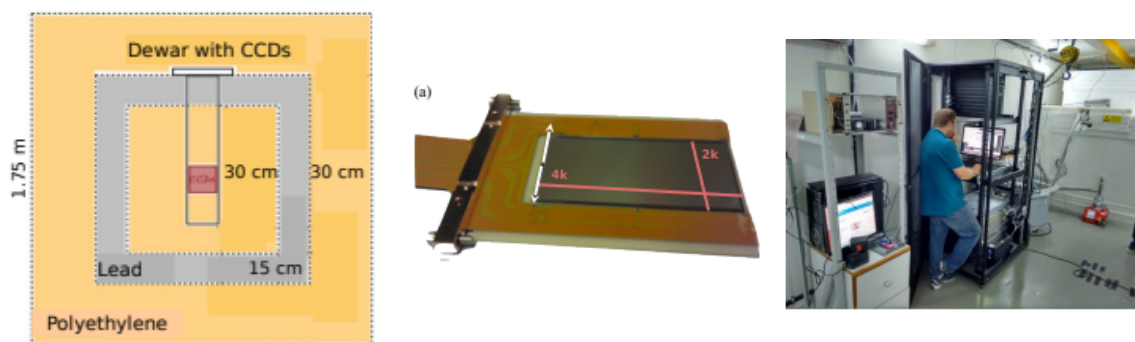


Рисунок 1.4 — эксперимент CONNIE

1.4.1 CONNIE

Эксперимент с детектором из каскада ПЗС-матриц, представленный на рисунке 1.4. Установлен в морском контейнере в 30 метрах от активной зоны реактора ANGARA-II. Находится вне строений АЭС, поэтому прикрытие от космических лучей составляет 0 м.в.э. Масса активного вещества (Si) детектора составляет 52г. Блок ПЗС-матриц в медном сосуде Дьюара закрыт в 30 см слой полиэтилена, 15 см слой свинца и 30 см слой полиэтилена. Сам детектор охлаждается криогенной техникой до температур меньше 100 К. Поток антинейтрино от реактора составляет 7.8×10^{12} нейтрино / (см² × сек). Порог детектора составил 50 эВ. В 2019 году было улучшено подавление фона за счёт сжатия в 5 раз количества пикселей матрицы по вертикали при обработке данных. С установкой новых Skipper ПЗС-матриц, коллаборация рассчитывает достигнуть порога ниже 20 эВ. Полная эффективность детектора достигнута при 100 эВ. Эффективность при 15 эВ порога составляет 22%. Фоновые события составляют $5 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д}}$. В планах коллаборации создать 1 кг детектор, который при частоте фоновых событий в $4 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д}}$ с 90% доверительным интервалом должен зафиксировать УКРН в течение 30 дней. [35–38]

1.5 ДЕТЕКТОРЫ НА ЖИДКИХ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗАХ

Для регистрации упругого когерентного рассеяния реакторных антинейтрино возможно использование двухфазных эмиссионных детекторов

на основе жидкого аргона(Ar) [39] и ксенона(Xe) [40]. Данный тип детекторов легко масштабируется и имеет достаточно большую атомную массу ядер отдачи. [21] При взаимодействии с ионизирующим излучением происходит возбуждение и, соответственно, ионизация атомов активного вещества в объеме. Далее ионизирующие электроны дрейфуют к поверхности жидкой фазы детектора, где попадают в газовый зазор с повышенным давлением и электрическим полем, достаточным для последующей электролюминесценции. [41, 42]

Детекторы на Ar имеют преимущество в виде дешевизны сырья, большой плотности, наличия быстрой и медленной компоненты времени затухания, что позволяет использовать анализ формы сигнала для подавления событий от β - и γ -источников. Однако существует проблема, связанная с распадом радиоактивного изотопа ^{39}Ar , который образуется под воздействием нейтронной компоненты космических лучей. Данный изотоп распадается по каналу β -распада, тем самым создавая дополнительные "шумы". [39]

Детекторы на Xe также могут создавать сигналы, которые можно интерпретировать как сигналы одиночных ионизационных электронов. Масса ядер ксенона в несколько раз превышает данный показатель у аргона, что дает большое сечение взаимодействия реакции. Также в подобных детекторах полностью отсутствуют долгоживущие радиоактивные изотопы. Внешний слой жидкой фазы ксенона можно использовать в качестве эффективной активной и пассивной защиты за счёт большой плотности. [21]

1.5.1 РЭД-100

Двухфазный эмиссионный детектор, представленный на рисунке 1.5, с ксеноном в качестве активного вещества в количестве 130 кг в жидкой фазе, собирал в 2021-2022 г. данные на КАЭС, где детектор находился в 19 метрах от центра активной зоны, в потоке антинейтрино 1.4×10^{13} нейтрино/(см²×сек). Защита в вертикальном направлении составляет 50 м.в.э. Также детектор был окружен 5 см медным слоем и 70 см слоем воды во всех направлениях. 19 ФЭУ установлено сверху бака и 7 снизу, из которых 3 ФЭУ работают в режиме низких напряжений. Большим источ-

ником фонового сигнала, являются космические мюоны, которые порождают единичные электроны ионизации, данный эффект был частично компенсирован добавлением в конструкцию электронного затвора. Вторым по величине источником шумов была потеря электронов на границе раздела жидкость-газ. Она характеризуется коэффициентом эффективности извлечения электронов, который составил 0,33. Уменьшение шумов на верхней матрице ФЭУ происходило за счёт учёта вероятности наличия точечного источника освещения в газовом зазоре. Для данных расчётов применялась нейронная сеть. Также другая нейронная сеть применялась для прогнозирования вероятности события по трёхмерным изображениям сигналов. В результате верхние пределы амплитуды УКРН составили от 61 до 94 раз больше в сравнении с предсказаниями СМ в зависимости от модели первичного спектра антинейтрино. Пороги соответствуют 0.2 кэВ для электронной отдачи и 2 кэВ для эквивалентной энергии отдачи ядра, при том что соответствует УКРН от 8 МэВ антинейтрино энергия отдачи ксенона в 1кэВ. При экстраполяции полученных данных за 1 год работы детектора было вычислено, что в 90% интервале доверия пределы амплитуды процесса превышают в 15-20 раз предсказания СМ, что все ещё недостаточно для фиксации УКРН. В дальнейшем команда проекта планирует перейти на жидкий аргон в качестве активного вещества, ввиду проблем с эффективностью извлечения электронов из жидкого Хе (эффективность составила порядка 30%) [21, 41, 43–45].

1.6 ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Данный вид детекторов основан на выделении гамма-квантов при взаимодействии частиц с сцинтиллятором, которые впоследствии фиксируются на фотоэлектронном умножителе (ФЭУ). Масса кристаллов рабочего вещества может достигать от нескольких до сотни кг. Могут применяться кристаллы NaI(Tl), CsI(Na), CsI(Tl), CaWO₄, GAGG (В скобках указаны элементы, посредством которых сцинтилляторы были активированы). Порог для подобных детекторов может достигать 200 эВ. [18, 46]

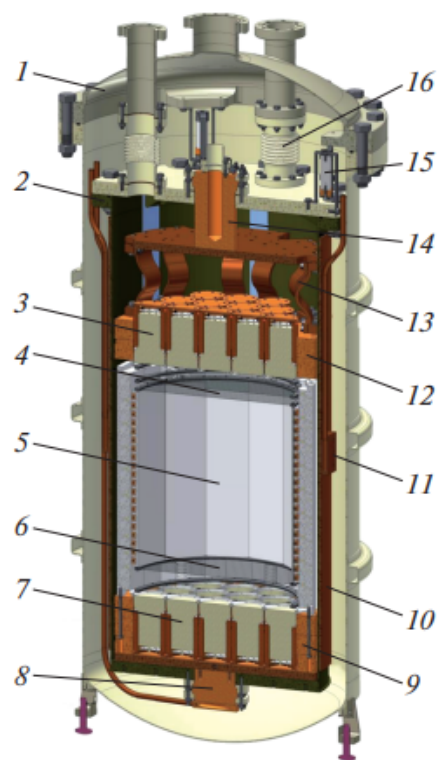


Рисунок 1.5 — Устройство детектора РЭД-100

1.6.1 NEON

Эксперимент NEON, представленный на рисунке 1.6, располагается на АЭС Ханбит (тепловая мощность реактора 2,8 ГВт), в 23,7 метрах от центра активной зоны. В качестве мишени в данном детекторе применяются 6 кристаллов NaI(Tl) просматриваемые с двух сторон ФЭУ. Вес кристалла 13,3 кг каждый. Сами кристаллы помимо отражателя, покрыты слоем радиационно чистого медного корпуса, который обеспечивает защиту гигроскопичного сцинтиллятора от влаги. Поток антинейтрино оценивается в 8.09×10^{12} нейтрино/(см²×сек). Требуемый для успешных измерений фон составляет $6 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д} \times \text{кэВ}}$ в области 2-6кэВ в электронном эквиваленте. После 100 дней измерений при выключенном реакторе и одногодичном измерении при включенном реакторе порог составил 200 эВ с чувствительностью в 3σ , при световых выходе сцинтиллятора в 22 фотоэлектронов на кэВ энергии и уровне фона в $7 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д} \times \text{кэВ}}$. Пассивная защита всего детектора состоит из нескольких слоев разных материалов, расположенных на стальном палете размерами 250см×200см×20см. А именно: 2,5 см борированного полиэтилена с 5% содержанием бора, покрывающего свинцовый ящик, 20 см по

бокам полиэтилена высокой плотности, и 30 см сверху и снизу. 15 см слой свинца сверху и снизу и 10 см толщина по бокам. Ограничением на общую ширину в 2 м выступают размеры галереи под детектор. Внутри пассивной защиты располагается акриловый корпус, в который залито 800 литров жидкого сцинтиллятора ЛАБ (Линейный АлкилБензол), в качестве мюонного вето. ЛАБ просматривается 5-дюймовыми ФЭУ снаружи контейнера. В жидкий сцинтиллятор на 4 стальные опоры помещен внутренний акриловый корпус, который разделен на две половины: верхнюю и нижнюю. В верхней половине также залит жидкий сцинтиллятор, в качестве вето, а в нижней располагаются непосредственно детекторы из NaI(Tl). Сверху установлено усиление свинцовой конструкции в виде стали 5 см толщины и 120 см длины стрижней, поддерживавших блоки свинца. Между стальными стержнями и акриловой коробкой (100см×100см×100см) сохранялся зазор в 10 см. Внутренние стенки ящика были покрыты тефлоновыми листами для увеличения эффективности сбора света. Жидкое мюонное вето позволяет набрать большую массу мишени, в данном случае, порядка 800 литров ЛАБ с сцинтилляционными добавками, что делает возможным набор статистики по событиям ОБР, которые при поиске УКРН являются фоновыми. Также стоит отметить, компактность детектора, который имеет размеры 200х250х200 см, что также отражается в максимально возможной плотности установки основных регистрирующих элементов.

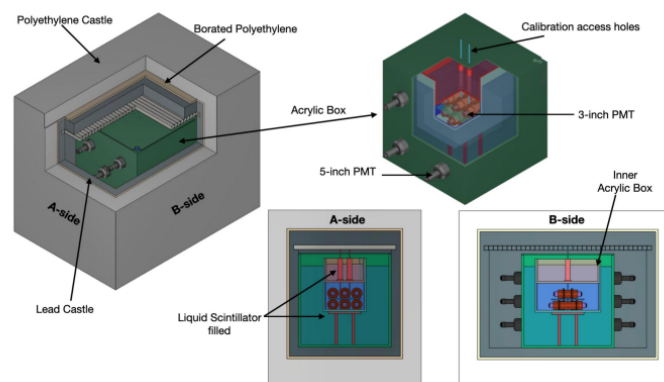


Рисунок 1.6 — Устройство детектора NEON.

1.7 СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Несмотря на большое количество экспериментов по поиску УКРН на ядрах, о наблюдении данного эффекта заявила только коллаборация CONUS+ [5]. Остальные детекторы испытывают трудности по причине недостаточно низкого порога детекторов, очень больших шумов в низких диапазонах энергий ядерной отдачи [0-5 кэВ] и малой массы мишени при низком собственном фоне.

При систематизации вышеописанной информации получились таблицы 1,2:

Таблица 1.1 — Характеристики детекторов ч.1. * речь идет о фоновых событиях в области интереса (ROI); ** при регистрации 4 электронов ионизации

Название	Тип детектора	Порог измерений	Уровень фона*	ROI
РЭД100	2-ух фазовый эмиссионный детектор на благородном газе	2.0кэВ	$5.22 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д}}$ **	события в 1 электрон ионизации
NEON	Кристал. сцинтиллятор NaI[Tl]	0.2кэВ	$7 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д}}$	0.2-0.5кэВ
CONUS	Полупроводниковый детектор (Ge - 3×1,5кг)	0.21кэВ	$10 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д} \times \text{кэВ}}$	0.21-1.00кэВ
TEXONO	Полупроводниковый детектор (Ge - 1,06кг)	0.2кэВ	$9 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д} \times \text{кэВ}}$	0.2-0.4кэВ
CONNIE	ПЗС-матрицы из Si (52г)	0.015кэВ-22% <i>ef</i> , 0.1кэВ-100% <i>ef</i>	$5 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д}}$	0.15-0.50кэВ
Dresden2	Полупроводниковый детектор (Ge - 3кг)	0.2кэВ	$267 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д} \times \text{кэВ}}$	0.2-1.5кэВ
νGen	Полупроводниковый детектор (Ge - 1,4кг)	0.25кэВ	$60 \frac{\text{событий}}{\text{кг} \times \text{д} \times 1 \text{кэВ}}$	0.32-0.36кэВ

Таблица 1.2 — Характеристики детекторов ч.2

Название	Разрешение(FWHM)	Доп. информация
РЭД100	-	Верхний предел амплитуды рассеяния в 15-20 раз больше предсказаний СМ
NEON	0.25кэВ при 0.30кэВ	-
CONUS	0.07кэВ при 0.21кэВ	Верхний предел ожидаемого количества событий в 2 раза меньше чем предсказывает СМ($0.34 \frac{\text{событий}}{\text{кг}\times\text{д}}$)
TEXONO	0.07кэВ при 0.20кэВ	Верхний предел отношения экспериментального сечения к сечению СМ $\rho < 4.7$
CONNIE	-	-
Dresden2	0.16кэВ при 1.29кэВ	-
νGen	0.10кэВ при 1.05кэВ	Верхний предел отношения экспериментального сечения к сечению СМ $\rho = 4.3$

Важными особенностями детекторов низкоэнергетических событий являются:

- 1) Наличие нескольких регистрирующих блоков, расположенных максимально близко друг к другу;
- 2) Толстый слой комбинированной пассивной защиты, состоящей из радиационно чистых материалов с большим и малым атомным номером, Z . Причем материалы с меньшим Z необходимо располагать ближе к детекторам для лучшей защиты от активации элементов пассивной защиты космическим излучением;
- 3) Обязательное наличие мюонного вето, желательно больше 1 слоя, для подавления фоновых событий.

2 УКРН НА ЯДРАХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Как было сказано выше, особенность УКРН на ядрах атома заключается в его большом сечении, которое достигается за счет того, что де Бройлевская волна нейтрино рассеивается на всех нуклонах ядра одновременно. Дифференциальное сечение УКРН вычисляется по формуле(2.1) [47]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M \left(2 - \frac{MT}{E^2} \right) Q_W^2 F^2(q^2) \quad (2.1)$$

где E -энергия налетающего нейтрино; T -кинетическая энергия ядра отдачи; M - масса ядра, МэВ; F -ядерный форм-фактор; $G_F = 1.66 \times 10^{-5} \text{ГэВ}^{-2}$ -постоянная Ферми; Q_W -заряд слабого ядерного взаимодействия, вычисляемый по формуле(2.2):

$$Q_W^2 = N - (1 - 4\sin^2\theta_W)Z \quad (2.2)$$

где Z -число протонов; N -число нейтронов; θ_W -угол электрослабого смешивания.

Принимая во внимание, что $\sin^2\theta_W \approx 0.25$, мы можем упростить наше выражение, получив прямую зависимость сечения взаимодействия от квадрата числа нейтронов атома. Если же учесть, что при энергиях нейтрино меньше 30 МэВ наступает полная когерентность, то при расчете дифференциальных сечений для реакторных антинейтрино, энергия основного числа которых не выходит за пределы 10 МэВ, ядерный формфактор Хельма $F \rightarrow 1$ [8]. В итоге мы получаем упрощенную формулу(2.3), при помощи которой можно посчитать сечение взаимодействия, например для

Na^{23} и I^{127} (рисунок 2.1):

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M \left(2 - \frac{MT}{E^2} \right) N^2, \quad (2.3)$$

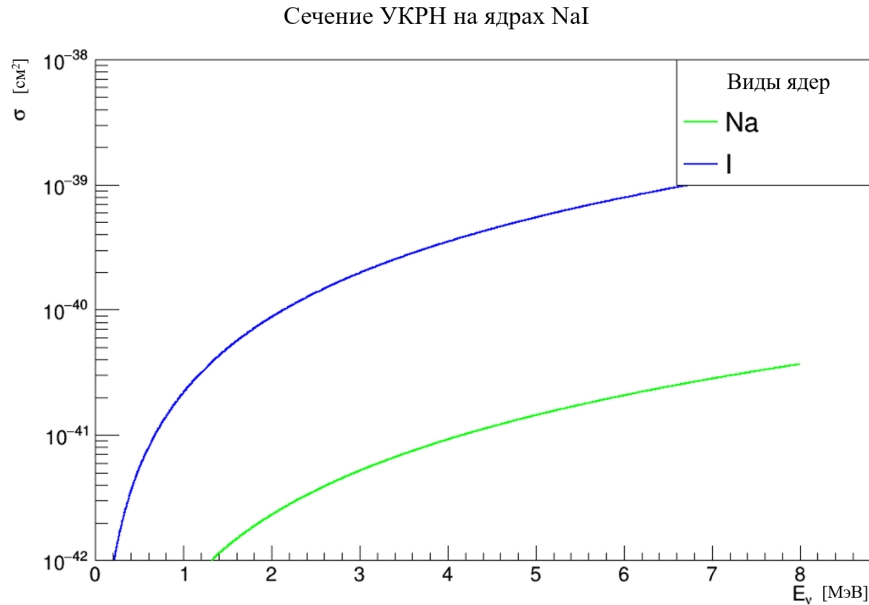


Рисунок 2.1 — Сечение взаимодействия УКРН для Na^{23} и I^{127}

В случае же эксперимента COHERENT [3], где источником выступал мощный импульсный пучок нейтрино с энергиями 10-55 МэВ, производимый ускорителем SNS, можно утверждать что порядка 10-20% вклада вносили неупругие взаимодействия (анти)нейтрино с ядрами, которые невозможно отличить от упругих взаимодействий так как фиксировалась только энергия ядер отдачи, т.е. формула (2.1), не выполняется [8]. Поэтому приближение формфактора к 1 как в формуле (2.3) невозможно и его необходимо вычислять. В качестве примера формулы ядерного формфактора приведем формулу Хельма(2.4):

$$F_{Helm}(q^2) = \frac{3j_1(qR_0)}{qR_0} e^{-q^2 s^2/2} \quad (2.4)$$

где q -величина импульса ядер отдачи, j_1 – сферическая функция Бесселя первого порядка, R_0 – эффективный радиус ядра, $s \approx 0.9$ фм – диффузия границы ядра.

Важнейшей характеристикой, при помощи которой возможно опре-

делять отклонения от СМ, является дифференциальная частота рассеяния нейтрино на ядрах $\frac{dN}{dT}$, которая находится при помощи интегрирования поступающего спектра нейтрино и суммирования данных интегралов при наличии нескольких ароматов нейтрино. Вычисляется ожидаемый эффект УКРН по формуле (2.5) [48]:

$$\frac{dN}{dT} = N_\alpha \sum_i \int_{E_\nu^{min}}^{E_\nu^{max}} \Phi_i(E_\nu) \frac{d\sigma}{dT} dE_\nu \quad (2.5)$$

где N_α —коэффициент, зависящий от количества протонов атома α в мишени, вычисляемый по формуле (2.6), $\Phi_i(E_\nu)$ —спектр потока нейтрино аромата i , $\frac{d\sigma}{dT}$ —дифференциальное сечение УКРН.

$$N_\alpha = \frac{m_{detecor}}{\sum_\alpha M_\alpha \eta_\alpha} N_A \eta_\alpha \quad (2.6)$$

где α -вид атома, M_α -молярная масса, η_α -стехиометрическая доля соответствующего атома, N_A -число Авогадро.

dT в формуле (2.5) является энергией ядер отдачи. Однако в эксперименте фиксируется $dT_{obs} = dT \times Q(E_\nu)$ – наблюдаемая энергия отдачи ядра или энергия отдачи электрона, где $Q(E_\nu)$ – квенч-фактор, он же фактор гашения [49]

Квенч-фактор - это коэффициент, который характеризует экспериментально наблюдаемый факт разной передачи энергии ядру и электронам от нейтрино одной энергии. Существует множество моделей, предсказывающих поведение квенч-фактора в области низких энергий, однако точной модели для всех типов детекторов и частиц нет. В данной работе используется модель расчетов [49], которая сравнивается с моделью [50]. Для расчета используется приближение Биркса при описании гашения световых выходов для высокоионизированных частиц. Световой выход сцинтиллятора зависит не только от энергии частицы E , но также и от его собственной тормозящей способности $\frac{dE}{dr}$. В общем случае, световой выход $L(E)$ рассчитывается по фор-

муле (2.7):

$$L(E) = \int_0^E dL = \int_0^E \frac{SdE}{1 + kB \frac{dE}{dr}} \quad (2.7)$$

где S -абсолютный сцинтилляционный коэффициент, kB -коэффициент Биркса $\left[\frac{\Gamma}{\text{см}^2 \text{МэВ}} \right]$.

Квенч-фактор для ионов - это отношение световыхода для ионов к световыходу для электронов(2.8):

$$Q(E) = \frac{L_i(E)}{L_e(E)} = \frac{\int_0^E \frac{dE}{1 + kB \left(\frac{dE}{dr} \right)_i}}{\int_0^E \frac{dE}{1 + kB \left(\frac{dE}{dr} \right)_e}} \quad (2.8)$$

Для определения ряда важных свойств квенч-фактора воспользуемся полуэкспериментальной формулой Биркса(2.9):

$$\frac{dL}{dr} = \frac{S \frac{dE}{dr}}{1 + kB \frac{dE}{dr}} \quad (2.9)$$

Приближенные формулы световыхода для частиц с низкой (быстрые электроны) и высокой (ионы) тормозящей способностью:

$$L_e(E) = SE, \quad L_i(E) = \frac{Sr}{kB} \quad (2.10)$$

Использував данные приближения, упростим формулу (2.8):

$$Q_i(E) \simeq \frac{1}{kB(dE/dr)_i} \quad (2.11)$$

Из формулы (2.11) можно сделать следующие выводы [49]:

- 1) Квенч-фактор зависит от энергии и не является константой;

- 2) Квенч-фактор минимален, когда тормозящая способность для иона максимальна;
- 3) Квенч-фактор возрастает при малых энергиях, это следствие падения тормозящей способности для иона.

Таким образом, вышеперечисленные формулы в достаточной мере описывают основную физику УКРН на ядрах атомов для нейтрино от различных источников (ускорители, реакторы, звезды). Однако стоит учитывать, что в угоду простоты вычислений в формуле (2.1) были опущены вклады радиационных поправок, аксиальных и векторных коэффициентов, ввиду их малости.

2.1 РАСЧЕТ СПЕКТРА ЯДЕР ОТДАЧИ ОТ УКРН

Перед проведением каких-либо экспериментальных измерений УКРН необходимо рассчитать ожидаемый результат, который будет выражаться в количестве фиксированных событий УКРН с определенной энергией отдачи ядер на килограмм активного вещества в день. Данные вычисления были проделаны при помощи программы, написанной в программном пакете ROOT [51].

Обратившись к формуле (2.5) для расчета ожидаемого эффекта УКРН, необходимо определить энергетический спектр нейтрино и рассчитать квенч-факторы для различных ядер сцинтиллятора.

2.2 СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО ОТ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

В данной работе используются спектры модели суммирования, указанные в статье [52]. Полученный оттуда спектр $f(E_\nu)$ представляет из себя сумму спектров для U^{238} , U^{235} , Pu^{239} , Pu^{241} с весовыми коэффициентами, определенными по относительному количеству делений на изотоп в среднем за цикл работы ядерного реактора, взятых из работы [47] и равняющихся 8%, 53%, 32%, 7%, соответственно. $f(E_\nu)$ представлен на рисунке

2.2. Спектр является количеством электронных антинейтрино с определенными энергиями, получаемых на 1 деление ядер топливных изотопов в реакторе. Далее полученные значения спектра были использованы при рас-



Рисунок 2.2 — Энергетический спектр реакторных антинейтрино

чете потока нейтрино с определенной энергией, $\Phi_\nu(E_\nu)$ по формуле (2.12):

$$\Phi_\nu(E_\nu) = \frac{1}{32} \times \frac{10^{20}}{4\pi L^2} \times f(E_\nu) \quad (2.12)$$

где $10^{20}[\frac{1}{\text{сек}}]$ – поток антинейтрино от ядерного реактора тепловой мощностью 3 ГВт, $\frac{10^{20}}{4\pi L^2}$ – общий поток реакторных антинейтрино на дистанции $L[\text{см}]$ $f(E_\nu)[\frac{\nu}{\text{МэВ}}]$ – энергетический спектр нейтрино

2.3 КВЕНЧ-ФАКТОР

Квенч-фактор рассчитывается по формуле (2.8), однако если коэффициент Биркса для необходимых сцинтилляторов (NaI , $GAGG$, $PbWO_4$ и других) имеется в работах [49, 53], то тормозящую способность для ионов и электронов в конкретных материалах потребовалось получить при помощи библиотек SRIM [54] для ионов и ESTAR [55] для электронов. Подобный расчет квенч-факторов для нейтрино считается применимым, так как было сделано следующее приближение — если коэффициент Биркса для конкретного материала и частицы дает результат аналогичный экс-

периментальному, то его можно использовать и для взаимодействия других частиц с этим материалом. Однако такое приближение делает расчет модельно-зависимым, так как возможно использовать модели, например, Линдхарда или Джу [50].

Как говорилось выше, для формирования тормозящей способности ионов, в конкретном материале, использовалась библиотека SRIM (рисунок 2.3) [54].



Рисунок 2.3 — Интерфейс библиотеки SRIM2008

Интерфейс данной библиотеки позволил задать предполагаемые энергии нейтрино (от 1 кэВ – как самое минимальное доступное значение и до 8 МэВ – как максимального). Далее были заданы параметры мишени (пример для NaI представлен на Рисунке 2.3), а именно: общая плотность материала, виды атомов, входящих в состав сцинтиллятора и их стехиометрические коэффициенты. Размерность для тормозящей способности была выбрана из доступных ($\left[\frac{\text{МГ}}{\text{см}^2 \text{МэВ}} \right]$), а в качестве иона были выбраны йод(I) и натрий(Na) для получения их квенч-факторов соответственно. В результате была получена таблица в формате представленном на рисунке 2.4. Из этой таблицы были взяты данные из первых трех столбцов, которые были отнормированы при помощи скрипта написанного на языке Python, в результате чего остались первый столбец с энергиями ионов в размерности МэВ и второй столбец с суммарной тормозящей способностью материала для иона в размерности. ($\left[\frac{\text{Г}}{\text{см}^2 \text{МэВ}} \right]$)

Похожим образом были получены тормозящие способности материалов для электронов с помощью библиотеки ESTAR(рисунок 2.5) [55].

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Straggling	Lateral Straggling
999,999 eV	5,233E-02	7,250E-01	40 A	30 A	21 A
1.10 keV	5,488E-02	7,622E-01	41 A	31 A	22 A
1.20 keV	5,732E-02	7,974E-01	43 A	32 A	23 A
1.30 keV	5,966E-02	8,309E-01	45 A	33 A	24 A
1.40 keV	6,192E-02	8,630E-01	46 A	34 A	24 A
1.50 keV	6,409E-02	8,937E-01	48 A	35 A	25 A
1.60 keV	6,619E-02	9,231E-01	49 A	36 A	26 A
1.70 keV	6,823E-02	9,515E-01	50 A	37 A	26 A
1.80 keV	7,021E-02	9,789E-01	52 A	38 A	27 A
2.00 keV	7,400E-02	1,031E+00	54 A	39 A	28 A
2.25 keV	7,849E-02	1,092E+00	57 A	41 A	30 A
2.50 keV	8,274E-02	1,148E+00	60 A	43 A	31 A
2.75 keV	8,678E-02	1,201E+00	63 A	45 A	32 A
3.00 keV	9,064E-02	1,250E+00	66 A	47 A	33 A
3.25 keV	9,434E-02	1,297E+00	69 A	48 A	34 A
3.50 keV	9,790E-02	1,342E+00	71 A	50 A	36 A

Рисунок 2.4 — Полученные данные на выходе для иона I^{127} в NaI в диапазоне энергий от 1 до 8000 кэВ

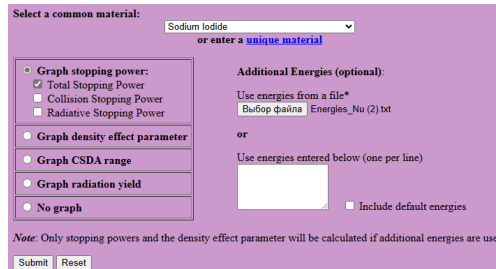


Рисунок 2.5 — Интерфейс библиотеки ESTAR

В качестве необходимых энергий были выбраны значения, в точности совпадающие с выводом библиотеки SRIM [54], а выводимым параметром была выбрана общая останавливающая способность материала, который возможно задать вручную, указав стехиометрические коэффициенты атомов и общую плотность материала. Полученная на выходе таблица представленная на рисунке 2.6 была также обработана, и её данные были использованы в программе для создания функций квенч-факторов в зависимости от энергии нейтрино. Получившийся результат и сравнение с моделью Джу для NaI можно увидеть на рисунке 2.10:

(required) Kinetic Energy (MeV)	Stopping Power (MeV cm ² /g)			Density Effect Parameter
	Collision	Radiative	Total	
1.000E-03	3.178E+01	4.701E-03	3.179E+01	0.000E+00
1.100E-03	3.181E+01	4.955E-03	3.182E+01	0.000E+00
1.200E-03	3.160E+01	5.204E-03	3.161E+01	0.000E+00
1.300E-03	3.125E+01	5.451E-03	3.125E+01	0.000E+00
1.400E-03	3.080E+01	5.699E-03	3.081E+01	0.000E+00
1.500E-03	3.030E+01	5.944E-03	3.030E+01	0.000E+00
1.600E-03	2.977E+01	6.184E-03	2.977E+01	0.000E+00
1.700E-03	2.922E+01	6.419E-03	2.923E+01	0.000E+00
1.800E-03	2.867E+01	6.647E-03	2.868E+01	0.000E+00

Рисунок 2.6 — Полученные данные на выходе для e^- в NaI в диапазоне энергий от 1 кэВ до 8000 кэВ

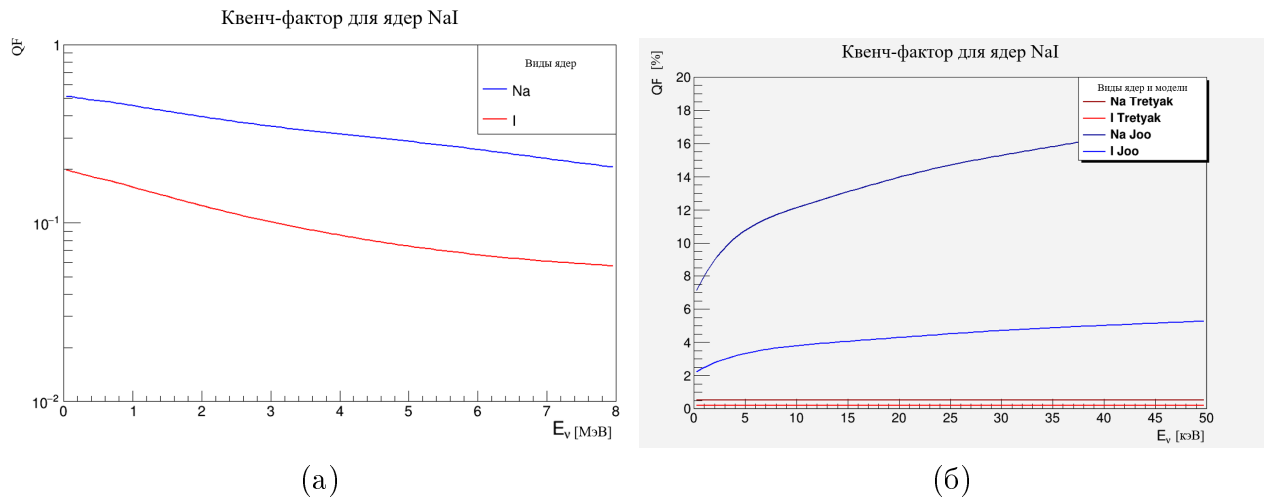


Рисунок 2.7 — (а) Квенч-фактор нейтрино для ядер йода и натрия в NaI, согласно модели Третьяка (б) Сравнение рассчитанного квенч-фактора по модели Третьяка с моделью Джю

2.4 СПЕКТР ЯДЕР ОТДАЧИ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

Зная значение потока нейтрино (2.12) в предполагаемом месте расположения детектора, квенч-факторы материалов (2.8), их дифференциальное сечение (2.3). Можно определить скорость счета УКРН по формуле 2.5, перед этим приведя все к нужным размерностям. Так размерность формулы (2.3) составляет $\frac{\text{МэВ}^4}{\text{ГэВ}^4}$, вместо необходимой $\frac{\text{см}^2}{\text{кэВ}}$. Применим коэффициент $\hbar c = 197.3 \text{ МэВ} \times \text{фм}$ и получим формулу (2.13):

$$\frac{\text{МэВ}}{\text{ГэВ}^4} \times (197.3 \text{ МэВ} \times \text{см} \times 10^{-13})^2 = \frac{\text{см}^2}{\text{кэВ}} \times 10^{-41} \quad (2.13)$$

Рассчитав для каждого материала по формуле (2.6) количество атомов на килограмм мишени и учтя, что 1 день = 86400 сек, останется только рассчитать ожидаемые эффекты УКРН для каждого отдельного вида ядра сцинтиллятора, а затем сложить получившиеся гистограммы с весовым коэффициентом, равным их стехиометрическим коэффициентам атомов в сцинтилляторах, характеристики которых были уже частично учтены при расчетах выше ($GAGG = Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$, $\rho = 6.63 \frac{\text{Г}}{\text{см}^3}$, $PbWO_4$, $\rho =$

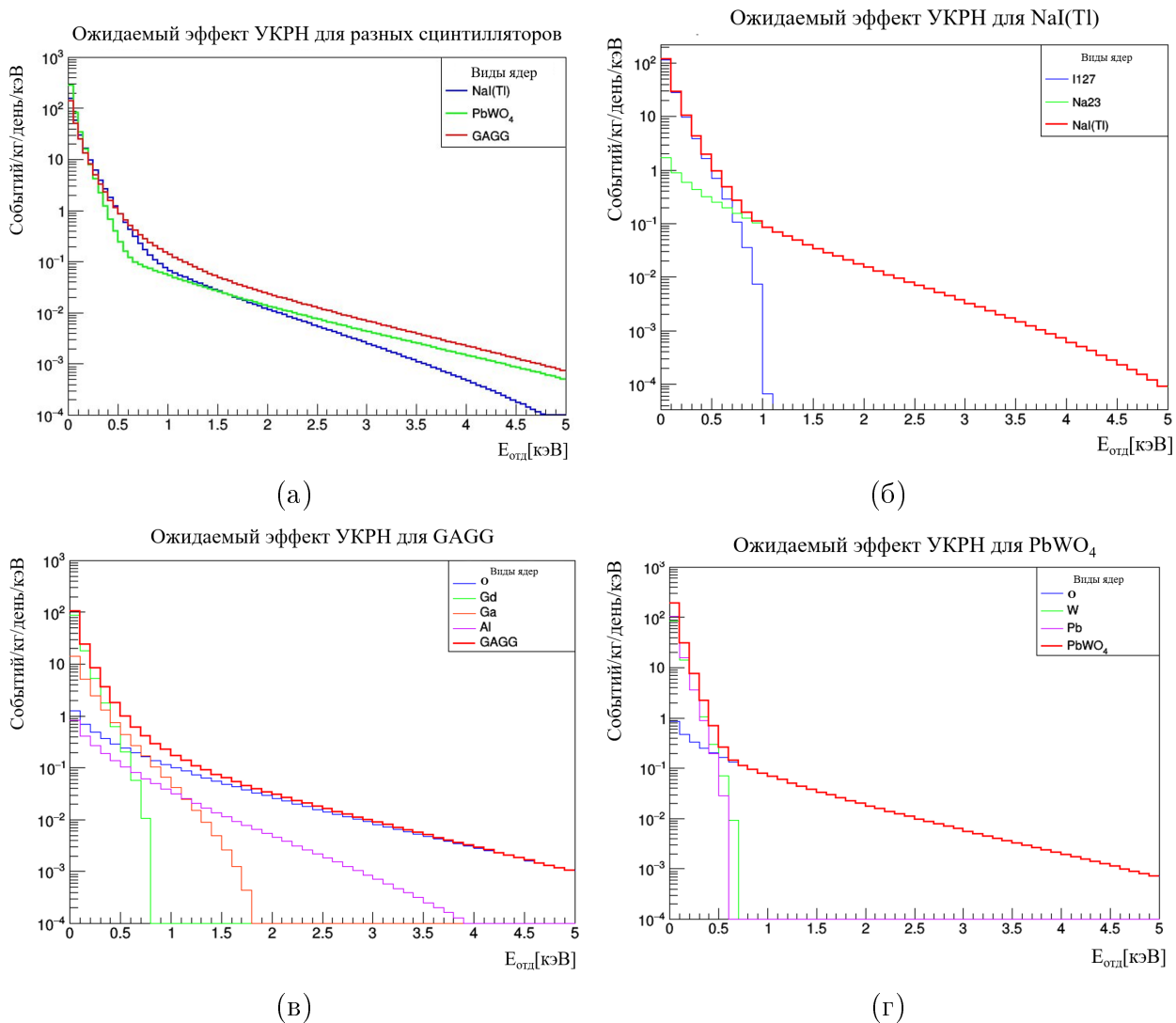


Рисунок 2.8 — Скорость счета УКРН для (а) *NaI*, *GAGG*, *PbWO₄* и их ядер соответственно (б-г)

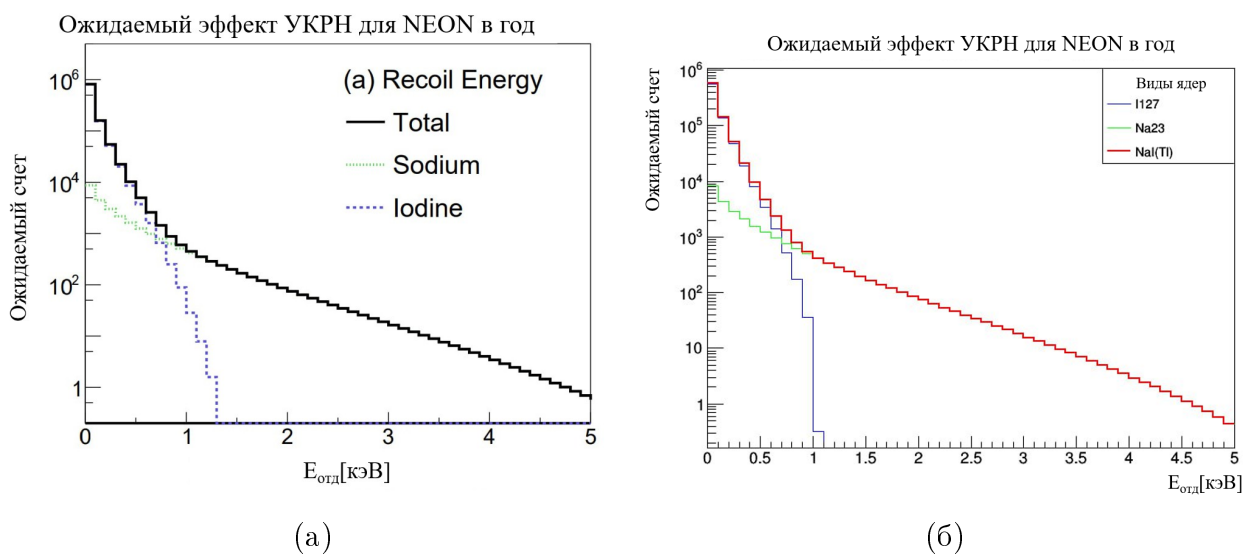
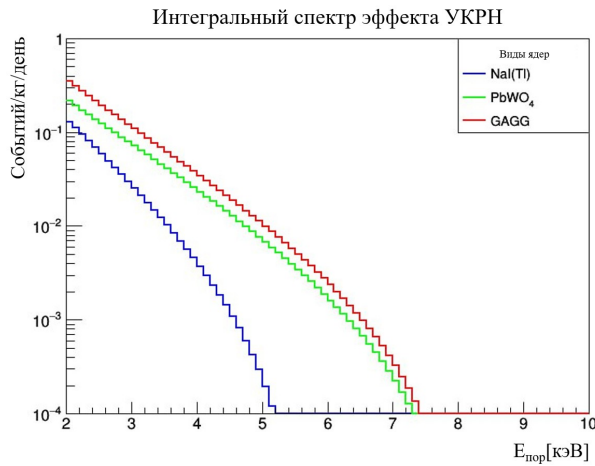
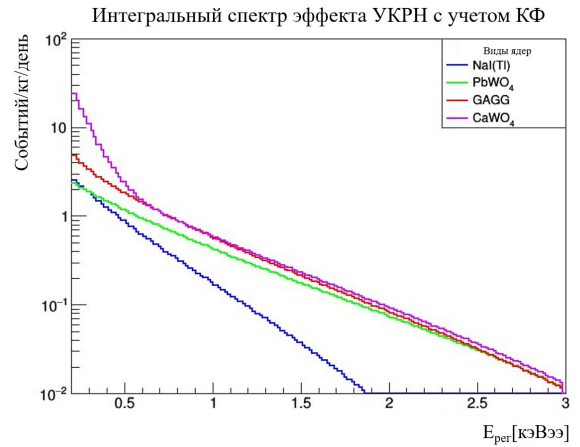


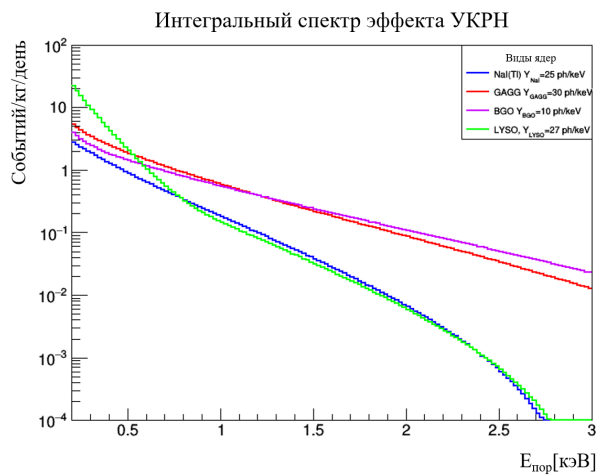
Рисунок 2.9 — Скорость счета УКРН для (а) *NaI* коллаборации NEON, (б) *NaI* в данной работе



(а)



(б)

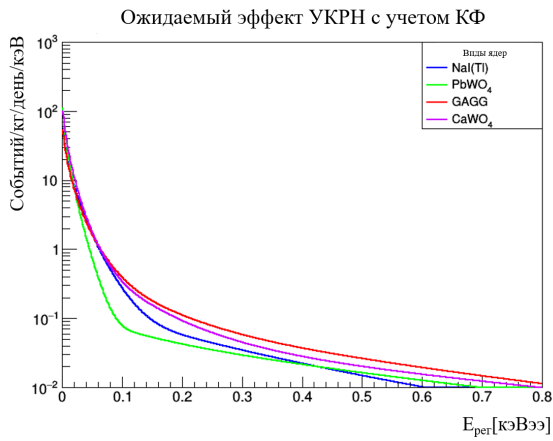


(в)

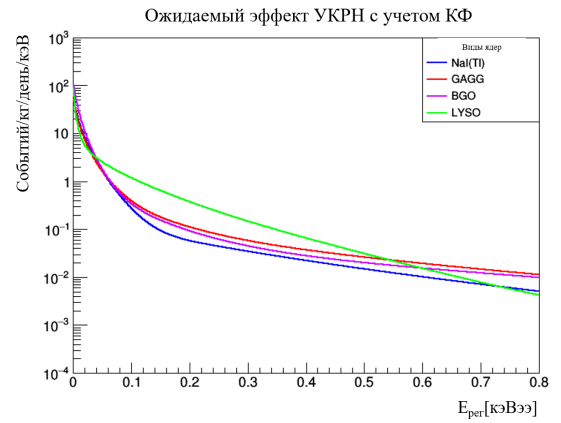
Рисунок 2.10 — Интегральные спектры ожидаемого эффекта УКРН для различных сцинтилляторов. (а) Без учета квенч-фактора (б) С учетом квенч-фактора (в) Без учета квенч-фактора для другого набора сцинтилляторов

$8.24 \frac{\Gamma}{\text{см}^3}$). Таким образом, получим следующие значения эффекта УКРН для сцинтилляторов и их атомов представленные на рисунке 2.8. Полученные спектры можно считать корректными, так как значения полученные при данной методике расчета совпали со значениями расчетов коллаборации NEON (представлены на рисунке 2.9).

После этого найдем интегральный спектр ожидаемого эффекта УКРН для различных сцинтилляторов, который продемонстрирует, сколько будет зафиксировано событий при различных порогах детектирования нейтрино (рисунок 2.10а,в). Помимо этого учтём квенч-фактор, который покажет



(а)



(б)

Рисунок 2.11 — Дифференциальные спектры ожидаемого эффекта УКРН с учетом КФ для различных сцинтилляторов, NaI(Tl), GAGG + (а) $PbWO_4$, $CaWO_4$ (б) BGO , $LYSO$

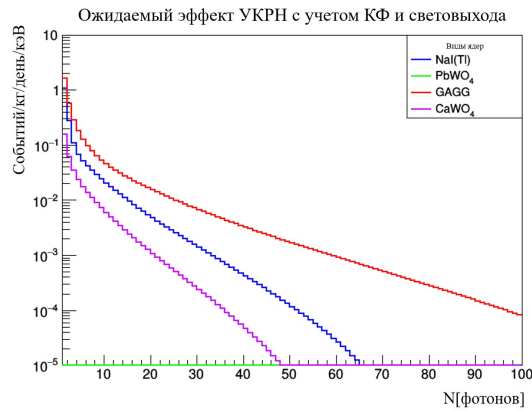


Рисунок 2.12 — Дифференциальный спектр ожидаемого эффекта УКРН для различных сцинтилляторов с учетом КФ и световыхода

ту энергию, которая будет реально фиксироваться детектором в качестве ядра отдачи (рисунок 2.10б). Программно это реализовано умножением энергии, при которой зафиксировано полезное событие, на кванч фактор (КФ). Дифференциальные спектры ожидаемого эффекта для разных сцинтилляторов, с учетом КФ, представлены на рисунке 2.11, где обозначение [кэВэ] - обозначает энергия ядер отдачи в кэВ электронного эквивалента. Также, если учесть световыход сцинтиллятора(Y), для дифференциального спектра событий, учитывающего КФ, то получится спектр, в котором будет отражено количество событий, с различным выходом фотонов из сцинтилляторов (рисунок 2.12). В данной работе использовались следующие Y $Y_{NaI} = 25 \frac{\text{фотонов}}{\text{кэВ}}$, $Y_{GAGG} = 30 \frac{\text{фотонов}}{\text{кэВ}}$, $Y_{PbWO_4} = 0.3 \frac{\text{фотонов}}{\text{кэВ}}$, $Y_{CaWO_4} =$

$$15.8 \frac{\text{фотонов}}{\text{кэВ}}, Y_{BGO} = 10 \frac{\text{фотонов}}{\text{кэВ}}, Y_{LYSO} = 22 \frac{\text{фотонов}}{\text{кэВ}}.$$

Таким образом, на основании вышеперечисленных результатов сравнения различных сцинтилляторов, можно прийти к выводу о наилучшей пригодности NaI(Tl) и GAGG в качестве мишени для поиска УКР реакторных антинейтрино на ядрах. Однако исходя из более низкой стоимости NaI(Tl) и имеющихся ресурсов, именно этот материал будет рассматриваться в роли активного вещества детектора.

3 ТЕХНИЧЕСКОЕ ПРЕДЛОЖЕНИЕ ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ УКРН РЕАКТОРНЫХ АТИНЕЙТРИНО

3.1 ЭСКИЗНЫЙ ПРОЕКТ УСТАНОВКИ

Учитывая проанализированные в первой главе конструкции детекторов и исходя из имеющихся ресурсов была предложена следующая конструкция детектора в двух вариациях - с частичным комптоновским вето (рисунок 3.1а,б) и полным комптоновским вето(рисунок 3.1 (в,г)).

Рассмотрим конструкцию на примере детектора в вариации с частичным комптоновским вето (Рисунок 3.2). Основной мишенью являются два кристалла NaI(Tl) диаметром 150мм и длиной 150 мм, массой примерно в 10 кг. Данные кристаллы упакованы в герметичную оболочку с отражателем и просматриваются через 1 окно при помощи ФЭУ-49. Данная конструкция фиксируются с помощью держателей из борированного полиэтилена, соединенных друг с другом крепежным элементом. Для защиты от внешних механических повреждений регистрационный блок (РБ) помещается в медный корпус толщиной 1 см. Медь выбрана как наиболее радиационно чистый металл [56].

Два РБ устанавливаются плотно друг к другу и помещаются в цилиндрическую защиту из борированного полиэтилена, которая также выступает в качестве элемента в который устанавливаются, имеющиеся в наличии, 9 пластиковых сцинтилляторов [57] размерами 50x50x700 мм. Данное мю-

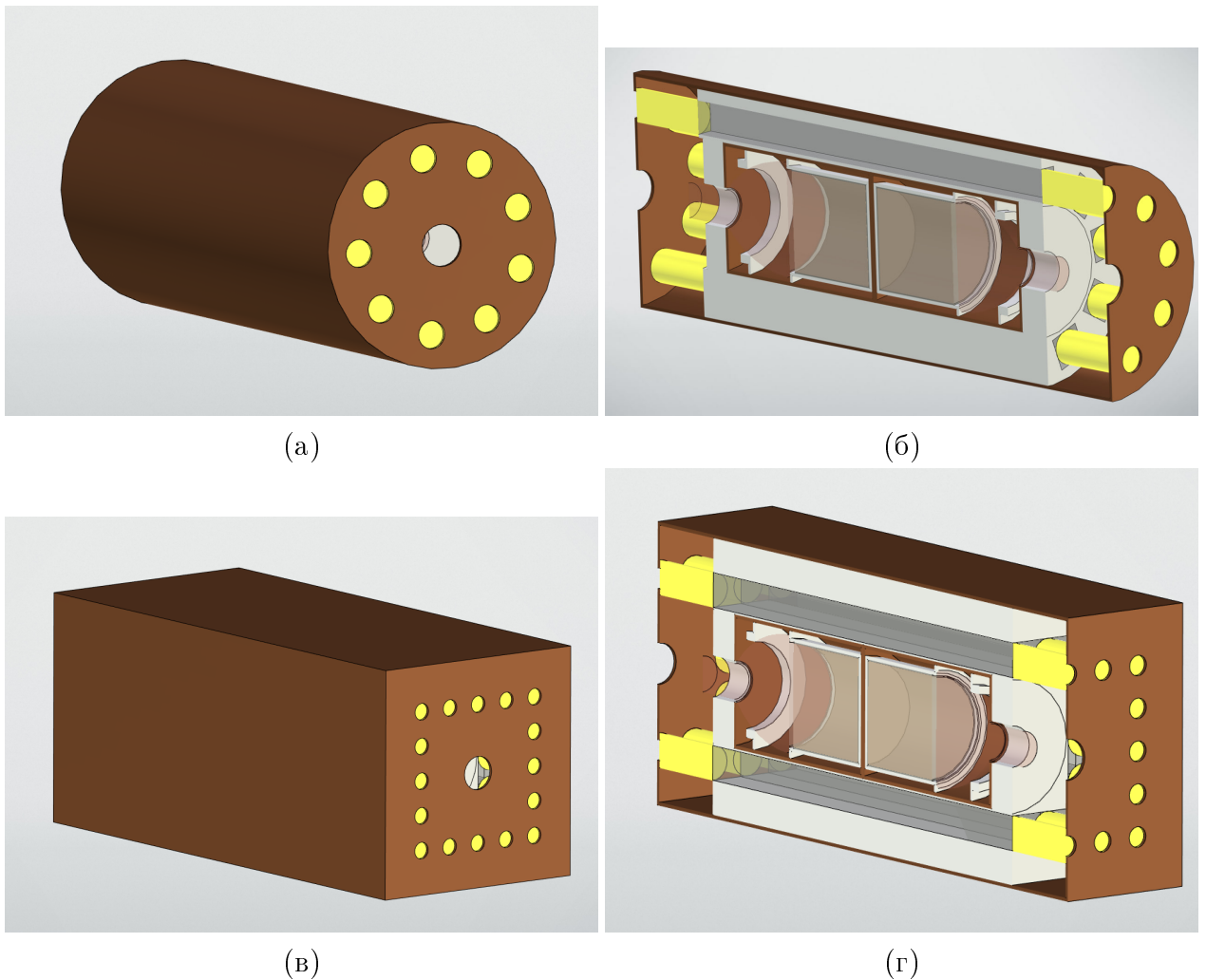


Рисунок 3.1 — (а)Общий внешний вид предлагаемого детектора, (б) Общий внешний вид предлагаемого детектора в разрезе, (в) Общий внешний вид предлагаемого детектора с полным вето, (г) вид детектора с полным вето в разрезе

онное вето располагается вокруг РБ и закрывает $\sim 70,2\%$ площади РБ в боковой проекции. Мюонное вето просматривается с двух сторон с помощью двух массивов ФЭУ, GONI N4021-2 пв общей сложности насчитывающее 18 ФЭУ. Вся данная конструкция помещена в общий медный корпус, служащий целям защиты внутренних деталей детектора от механических повреждений. Во внешнем корпусе проделаны отверстия в которые предполагается выводить кабеля от ФЭУ, также после вывода кабелей оставшиеся зазоры предполагается загерметизировать.

В качестве места для возможного расположения данного детектора предполагается подреакторное помещение на Калининской АЭС в 20 м от активной зоны ядерного реактора ВВЭР-1000 с тепловой мощностью 3 ГВт,

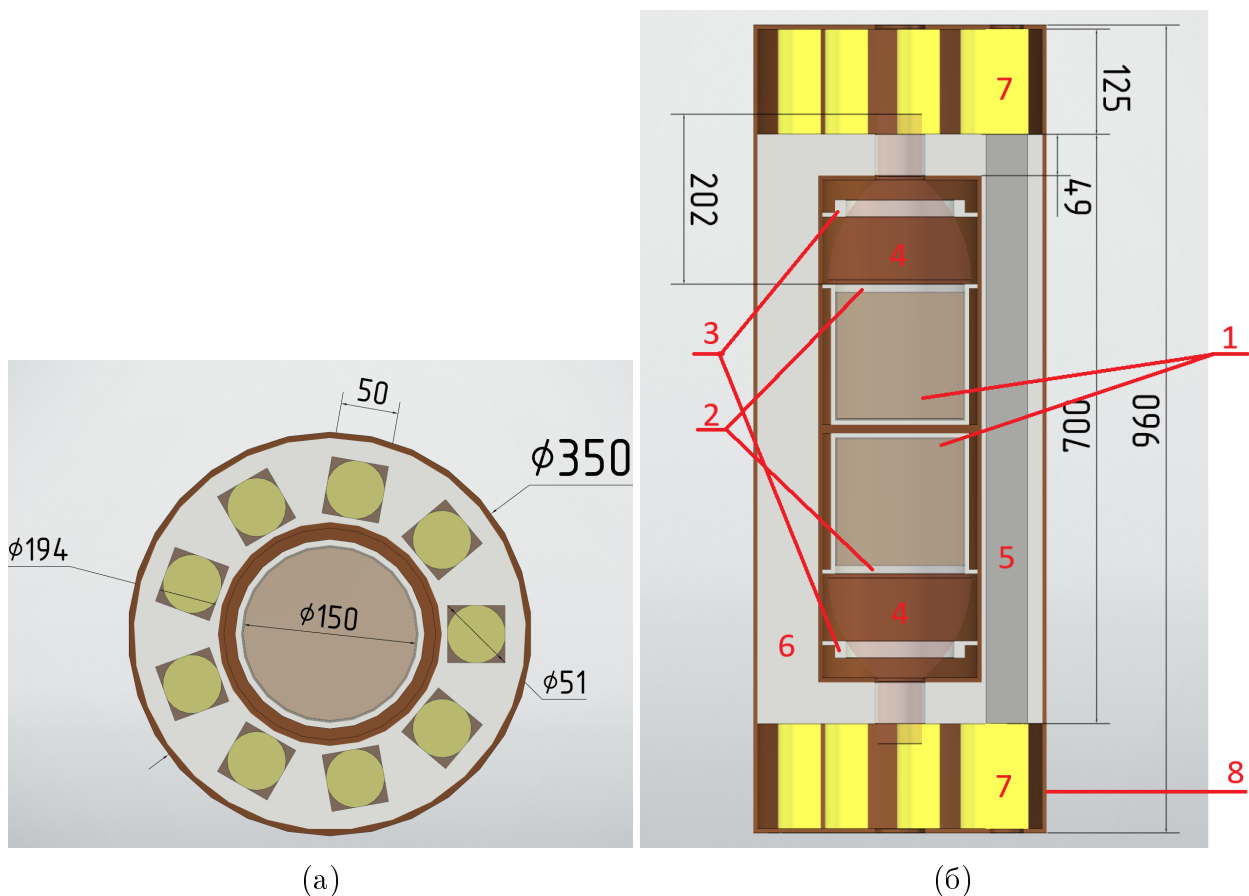


Рисунок 3.2 — Детектор вид в разрезе (а) сверху, (б) сбоку. (1) Кристалл NaI(Tl) в герметичной оболочке, (2) Стеклое окно, (3) Крепление для ФЭУ из борированного полиэтилена, (4) ФЭУ-49, (5) Пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола, (6) Защита из борированного полиэтилена, (7) Массив из ФЭУ GONI N4021-2, (8) Внешний корпус из чистой меди

где расположен детектор iDream [16] (Рисунок 3.3).

Однако основным недостатком предложенного выше детектора, с частичным комптоновским вето, являются участки, неприкрытые пластмассовым сцинтиллятором. Поэтому был также разработан вариант детектора с полным вето, представленный на рисунке 3.4, неотличающийся по внутреннему устройству ничем, кроме увеличенного числа пластмассовых сцинтилляторов и количества ФЭУ его просматривающих, соответственно.

Полученная конструкция детектора в двух своих пополнениях может быть применена для поиска новых ограничений констант взаимодействия для аксионо-подобных частиц от ядерных реакторов, измеряя поток гамма-квантов, на которые должны распадаться такие частицы. Также возможно использовать данный детектор для регистрации УКРН от реакторных

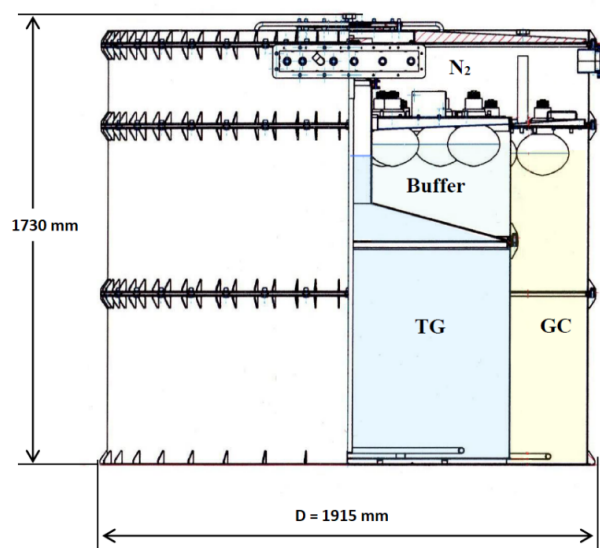


Рисунок 3.3 — эксперимент iDream

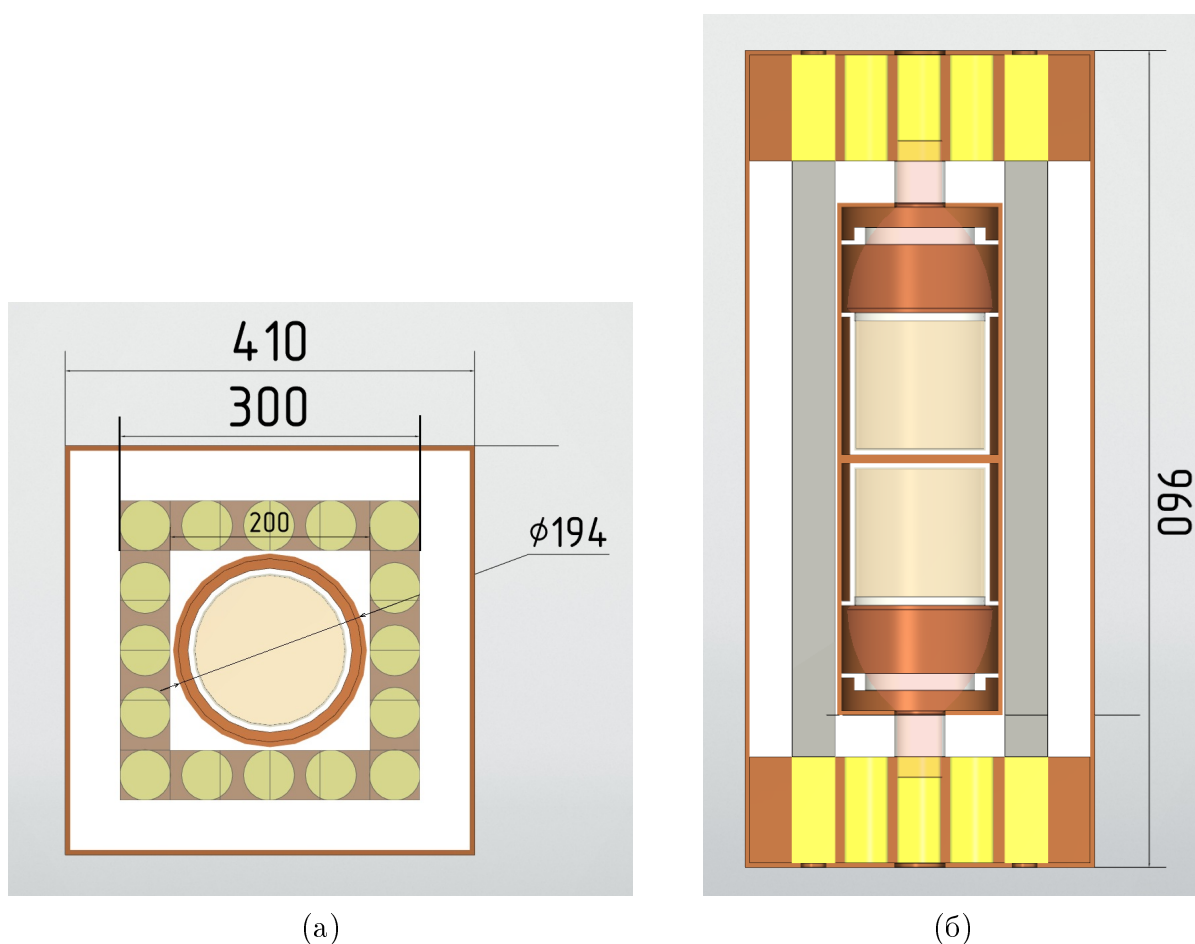


Рисунок 3.4 — Детектор с полным комптоновским вето, вид в разрезе (а) сбоку, (б) сверху

антинейтрино, однако существует вероятность того, что этому может помешать внутренняя загрязненность кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$, которые имеются

в наличии. Если же сделать расчет ожидаемого эффекта, то для 20 кг мишени из NaI(Tl) дифференциальный спектр счета полезных событий изображен на рисунке 3.5. При наложении световых выходов на фактически выделившуюся в сцинтилляторе энергию необходимо учесть, что регистрируется детектором число фотонов согласно распределению Пуассона (Рисунок 3.6). Добавив шумы электроники и эффективность триггеров, взятую для расчета в первом приближении из работы [47], получится ожидаемый эффект УКРН для измеряемой по итогу детектором энергии (Рисунок 3.7). Из графиков видно сильное различие ожидаемого счета событий для разных моделей КФ, однако данные модели Джю для NaI(Tl) были получены экспериментально в диапазоне энергий 5-100 кэВ, когда модель Третьяка использовалась для возможной единообразной оценки и сравнения различных сцинтилляторов. Тем не менее это не исключает сильной зависимости подобного расчета от выбранной модели.

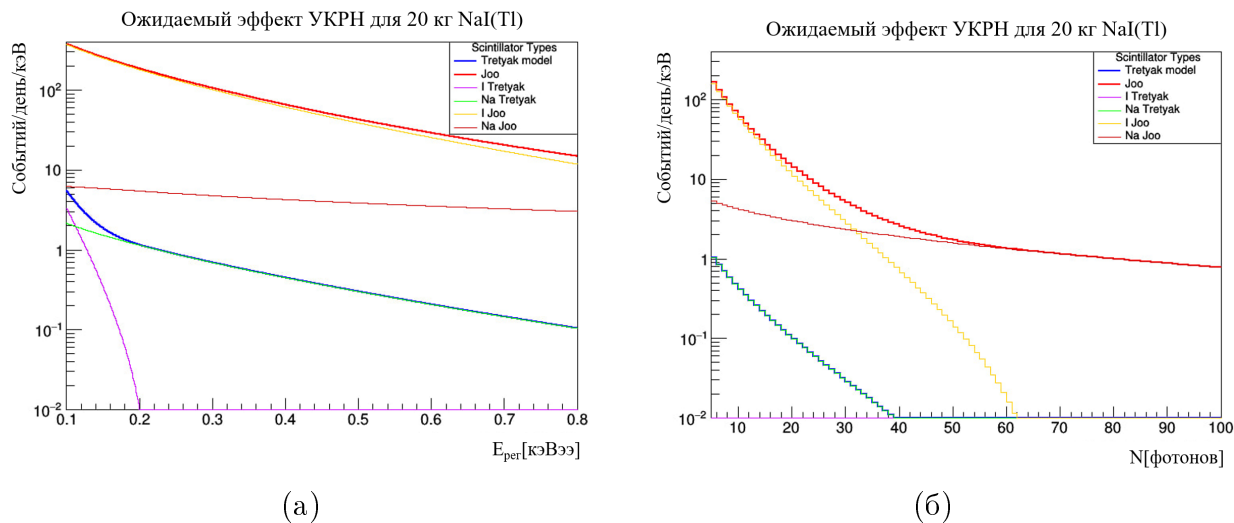


Рисунок 3.5 — Дифференциальный спектр счета полезных событий для разных моделей КФ (а) в энергетическом эквиваленте (б) в фотонном

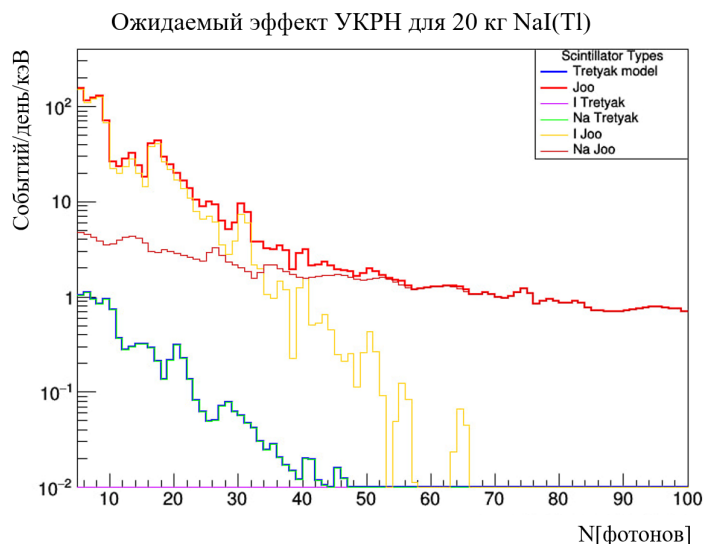


Рисунок 3.6 — Дифференциальный спектр счета полезных событий, с учетом Пуассоновской статистики регистрации числа фотонов

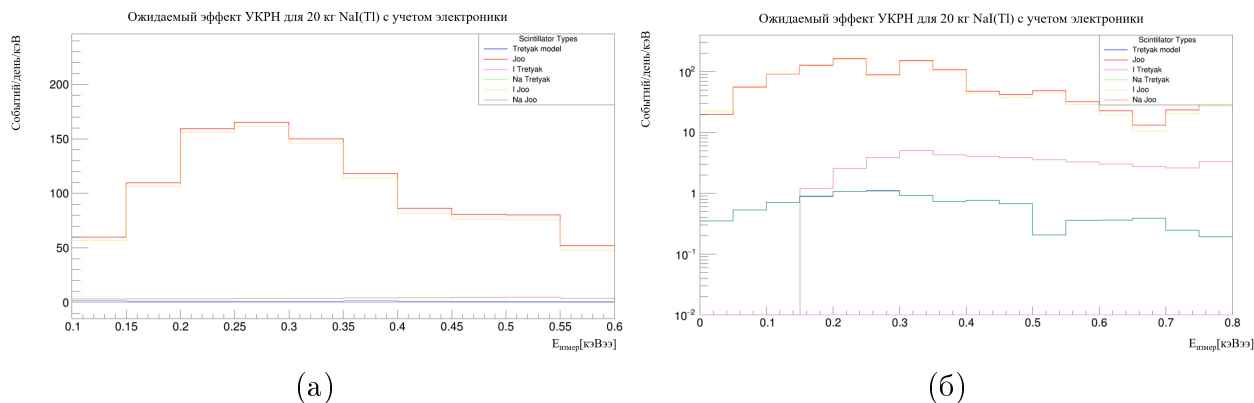


Рисунок 3.7 — Ожидаемый сигнал УКРН после проведения измерений детектором (а) в линейном масштабе (б) в логарифмическом масштабе

3.2 МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТАНОВКИ

Чтобы понимать возможный отклик детектора на различные события крайне важно предварительно провести моделирование эксперимента, где можно было бы задать предполагаемые уровни фона в помещении и узнать каким будет примерное поведение системы. Для этого необходимо создать Монте-Карло модель, которая бы давала возможность оценить результаты будущего эксперимента. Для выполнения данной задачи был выбран программный пакет Geant4 [58–60] - инструментарий для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество с использова-

нием методов Монте-Карло.

3.2.1 ГЕОМЕТРИЯ И МАТЕРИАЛЫ

В модели была воспроизведена геометрия детектора в конфигурации с полным комптоновским вето, представленная на рисунке 3.4. Для упрощения переноса сложных геометрических форм была использована библиотека «CADMesh», которая позволяет загружать 3д модели из систем САПР. В качестве материала ФЭУ было выбрано боросиликатное стекло, а материалом отражателя был задан TiO_2 . Для $\text{NaI}(\text{Tl})$ и полистирола были заданы все необходимые свойства для работы оптической физики сцинтилляторов в Geant4: времена затухания, световыход, интенсивность высвечивания фотонов с разными длинами волн, длина поглощения для различных энергий фотонов, оптический коэффициент преломления света на границе среды [61]. Другие материалы требуют меньшего количества свойств, которые необходимо указать для их корректной работы, например, для отражателя необходимы коэффициент отражения, оптического преломления и длина поглощения волны. Для стекла потребовалось задать длину волны поглощения и коэффициент оптического преломления. Материалы борированного полиэтилена и дюралюминия также были сделаны специально для модели, без задания оптических свойств. Остальные материалы использовались из стандартного набора, в соответствии с описанной выше конструкцией детектора. Геометрия модели представлена на рисунке 3.8.

3.2.2 ЗАДАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Для корректной работы библиотеки «G4OpticalPhysics», обеспечивающей работу законов оптики, необходимо было задать свойства сцинтилляторов, свойства отражателя и свойства пластин фотокатода для реалистичной регистрации фотонов с учетом квантовой эффективности и коэффициентом отражения. Помимо этого объёмы элементов детектора были выставлены таким образом, чтобы между оптическими поверхностями (поверхности для которых задаются оптические свойства) не было воздушного

зазора. Исключением является только объём фотокатода, расположенный на границе ФЭУ и окне корпуса сцинтиллятора, вдавленным в два объёма. Объёмы 20 пластмассовых сцинтилляторов комптоновского вето были изолированы друг от друга с помощью отражателя.

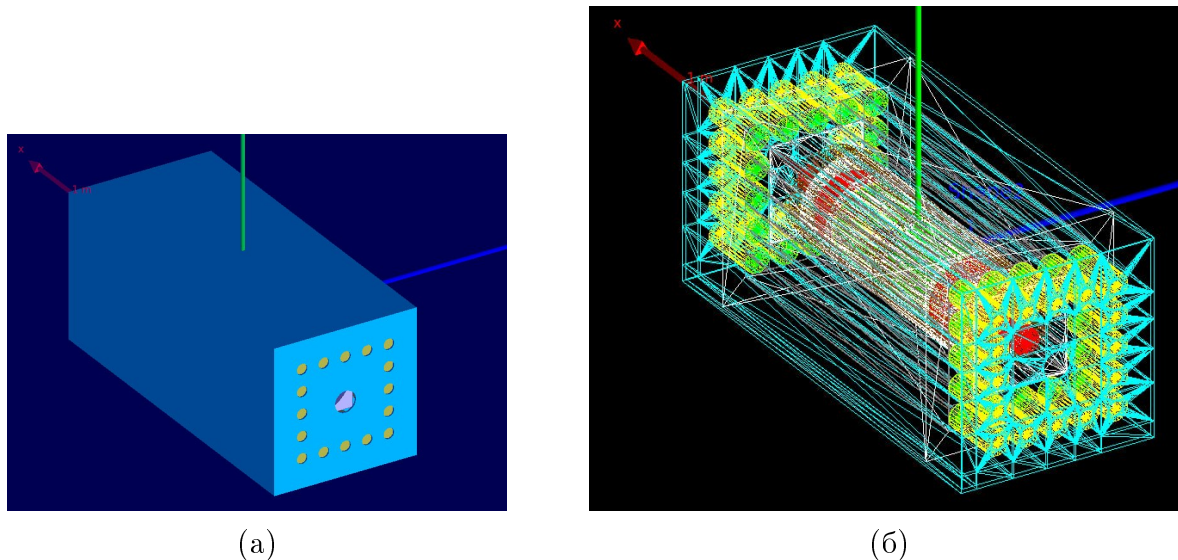


Рисунок 3.8 — Геометрия модели детектора (а) внешний вид, (б) внутреннее устройство

В качестве библиотеки для моделирования потери энергии частицами в веществе была выбрана "Shielding". Графики оптических свойств были взяты в [61] и частично модифицированы. По итогам экспериментов, была найдена оптимальная длина поглощения NaI(Tl), представленная рисунке 3.9. Параметр, для энергии фотона, которая не попадала в точности в одну из точек графика, восстанавливался методом линейной интерполяции.

В итоге при задании всех вышеперечисленных свойств получились результаты представленные на рисунках 3.10, 3.11, 3.12.

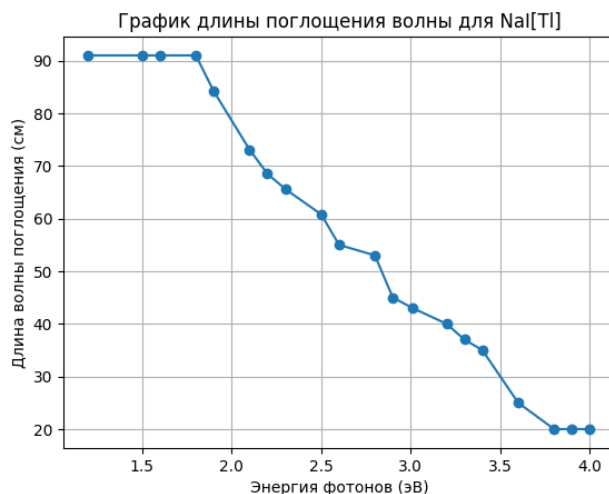


Рисунок 3.9 — Зависимость длины поглощения в NaI(Tl) от энергии оптического фотона, используемая в модели.

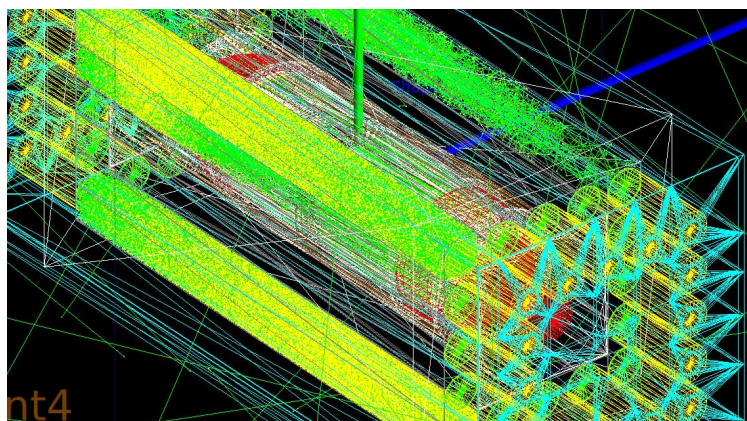


Рисунок 3.10 — Демонстрация сцинтилляции в NaI(Tl) и полистироле

3.2.3 СОЗДАНИЕ СЧЁТЧИКОВ

В рамках модели было создано три счетчика. Первый счетчик - в рамках логических объёмов сцинтилляторов. Данный счетчик отслеживает трек частицы и собирает данные по энергии, выделенной частицей (DepositedEnergy) в сцинтилляторе за каждый шаг частицы (Step). Результат для калибровочного источника калия-40 представлен на рисунке 3.13. Второй счетчик реализован в фотокатодах детектора. Для этого фотокатоду были присвоены свойства моментального поглощения любой частицы, которая бы падала на него, это было реализовано при помощи установления длины поглощения в 1 нм для любой энергии частицы. Далее для поглощенной частицы проверялось несколько условий. Во-первых, это должен был быть оптический фотон, во-вторых, его трек должен был закон-

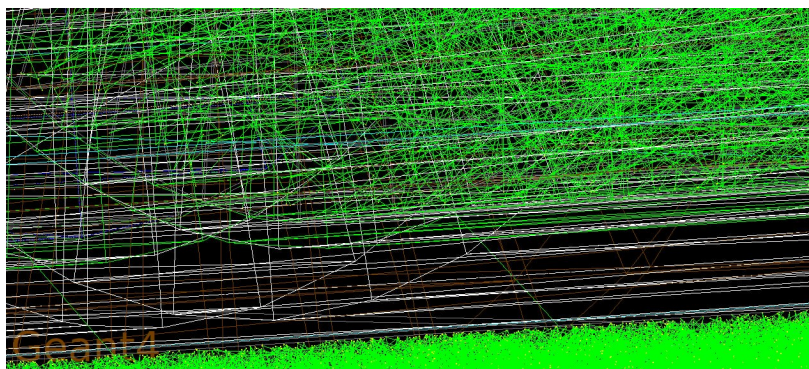


Рисунок 3.11 — Демонстрация отражения фотонов сцинтилляции от стенок отражателя в NaI(Tl) (Верхний цилиндр)

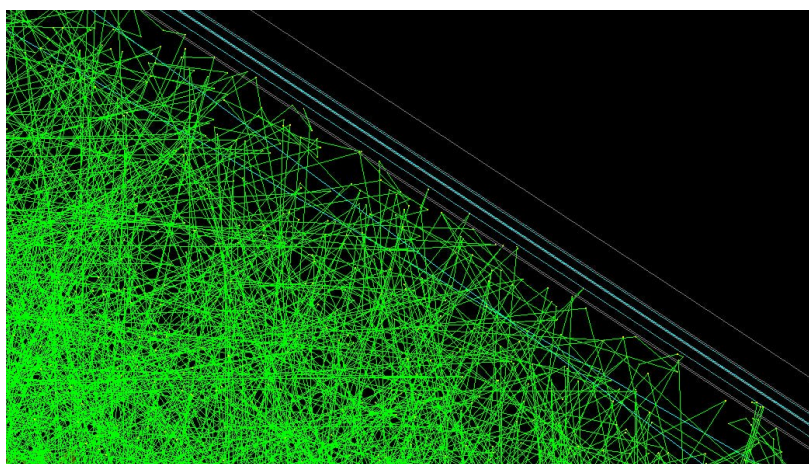


Рисунок 3.12 — Демонстрация отражения фотонов сцинтилляции от стенок отражателя полистироле. Бирюзовая линия - граница полистирола, серая - граница отражателя TiO_2

читься в объеме фотокатода (т.е. должно было произойти поглощение) и, в-третьих, фотон должен был выбить фотоэлектрон. Это было реализовано посредством розыгрыша случайной величины от 0 до 1, если полученное число было меньше, чем квантовая эффективность фотокатода для фотона данной энергии, то регистрация засчитывалась, иначе - нет. Полученные данные двух счетчиков были проверены для изотопов с известными энергиями. Результаты можно увидеть на рисунках 3.13, 3.14. Можно убедиться, что энергия регистрации энергии в сцинтилляторе и фотонов на фотокатоде дает правильные значения на рисунке 3.14. Третий счетчик регистрирует трехмерную координату сцинтилляции в мишени для полистирола и NaI(Tl). Условием записи координаты является совершение оптическим фотоном в объёме сцинтиллятора одного шага. Все данные записываются как в гистограммы сразу, так и в NTuple для реализации работы компто-

НОВСКОГО ВЕТО.

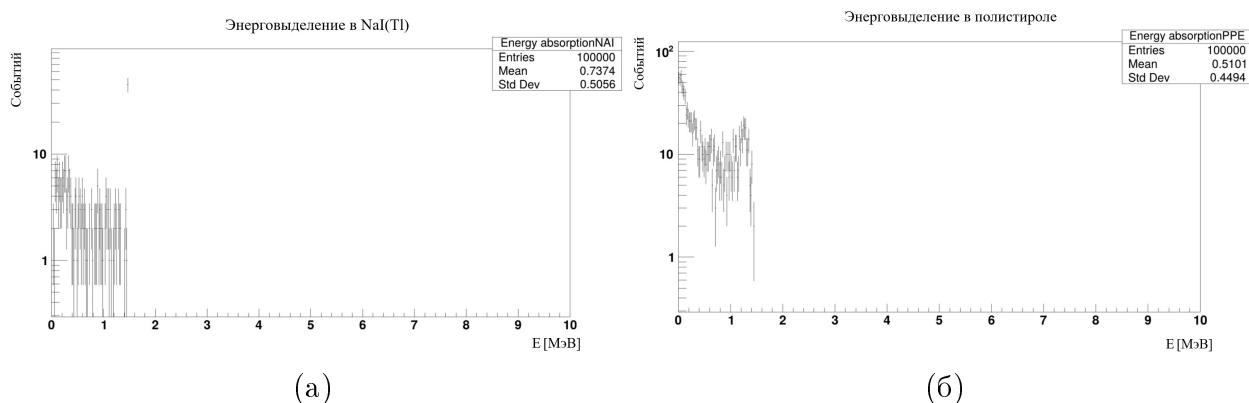


Рисунок 3.13 — Гистограммы созданные моделью (а) Поглощенная NaI(Tl) энергия от гамма-кванта К-40 1460.8 кэВ, (б) Аналогичная гистограмма для полистирола

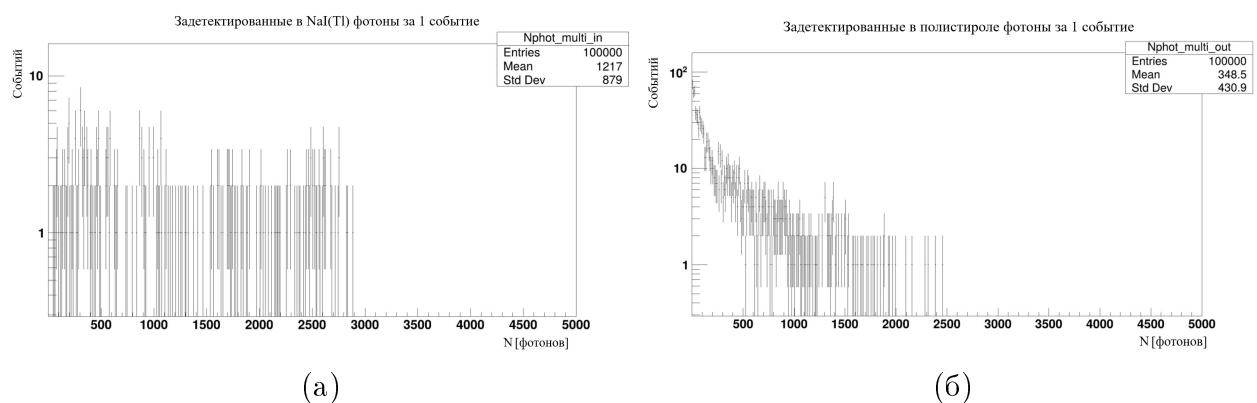


Рисунок 3.14 — Гистограмма числа фотонов, зарегистрированных фотокатодом за 1 событие (а) в NaI(Tl) (б) в полистироле

3.2.4 СБОР ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Так как наибольший интерес на данном этапе работы представляет отклик детектора на γ -фон в помещении предполагаемого размещения детектора. Для этого была повторена методика из следующей главы: детектор был окружен бетонной полый сферой внутренним радиусом в 100 см и внешним 150 см. Общий вид геометрии модели представлен на рисунке 3.15. Из внутреннего объёма сферы равномерно и изотропно вылетали гамма кванты распавшихся ядер радиоактивных загрязнителей в количестве, определенном в следующем разделе работы. Собранные данные по энерговыведению в комптоновском вето и NaI(Tl) обрабатывались следующим

образом: если в 1 событии энергосигнал был в основной мишени, но не был в вето, то такое событие учитывалось, остальные отбрасывались как фоновые. Результат работы алгоритма для фона от Ar^{41} представлен на рисунке 3.16. Общая загрузка детектора гамма фоном отражена на рисунке 3.17.

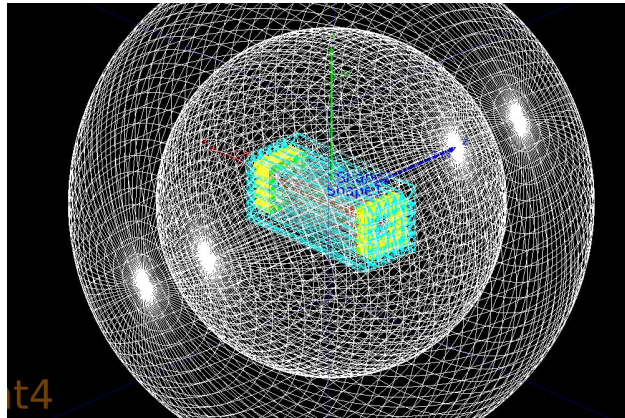


Рисунок 3.15 — Геометрия детектора и бетонной сферы

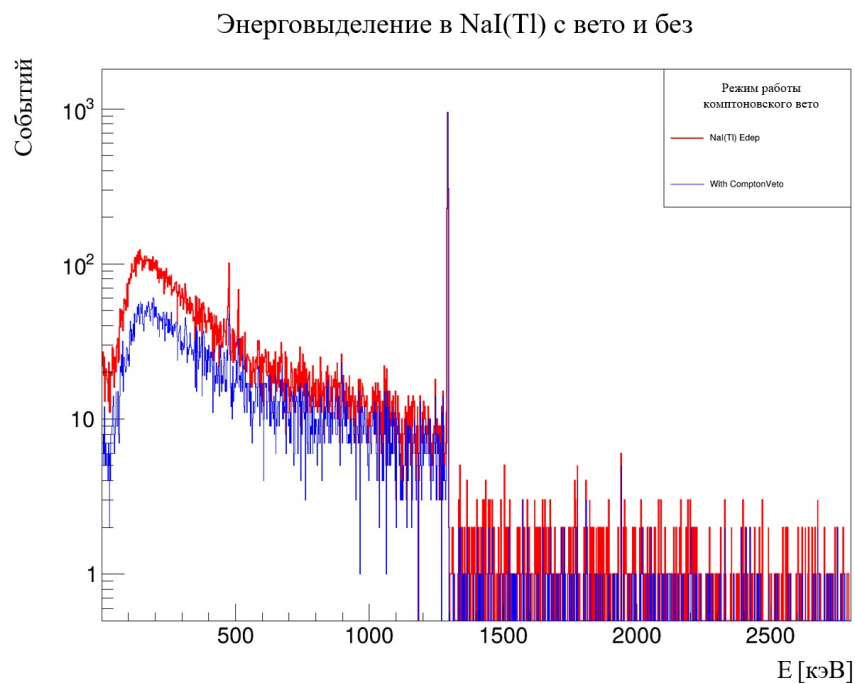


Рисунок 3.16 — Эффективность подавления комтоновским вето фоновых событий

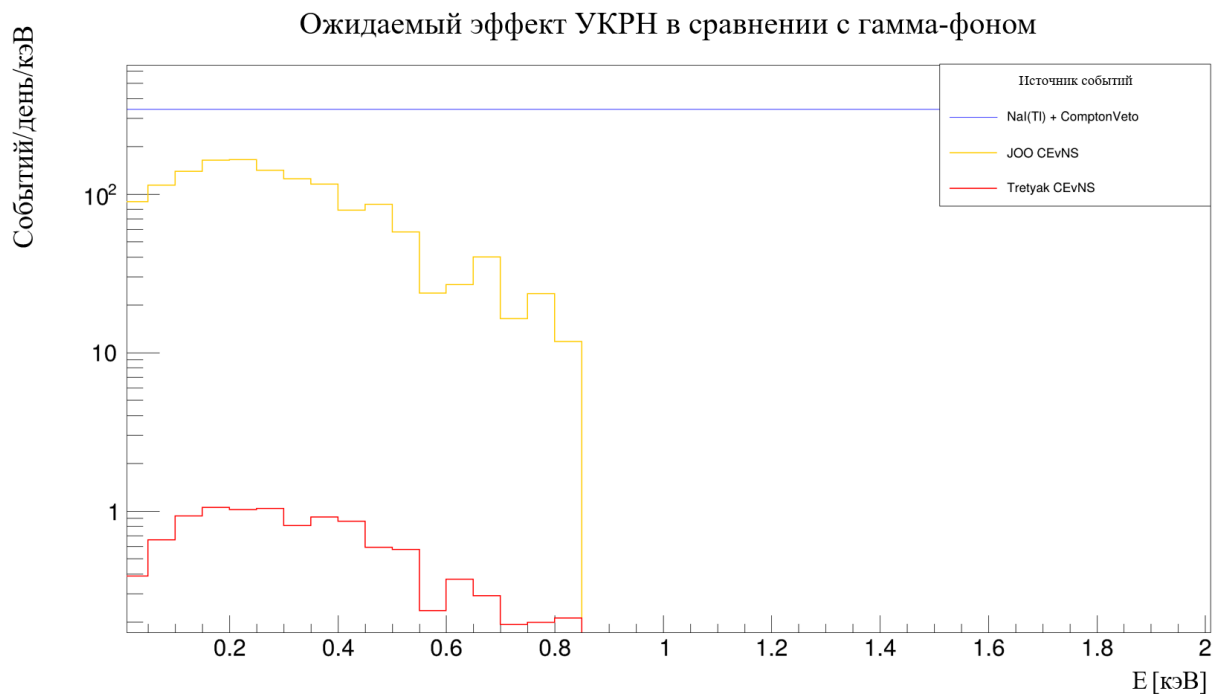


Рисунок 3.17 — Ожидаемый сигнал УКРН в сравнении с γ -фоном

4 МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЬ γ -ФОНА В ПОДРЕАКТОРНОМ ПОМЕЩЕНИИ ЭНЕРГОБЛОКА №3 КАЭС

4.1 МОДЕЛИ γ -ФОНОВ В ПОМЕЩЕНИЯХ НА АЭС

Для точного моделирования сигнала отклика в детекторе требуется учесть фоновые условия помещения, где стоит детектор, и фоновые условия самого детектора. Подобная модель может быть использована для анализа экспериментальных данных с установки при поиске полезных событий.

Рассмотрев измерения γ -фонов в помещениях, где стоят детекторы РЭД-100 и PROSPECT (Рисунки 4.1,4.2) [62–64], а также, изучив энергетический спектр фона в специализированной нейтринной лаборатории под Ровенской АЭС (Рисунок 4.3), можно сделать ряд наблюдений. Во-первых, это наличие отчетливо видимых пиков полного поглощения от Cs-137, K-40, Bi-214 и Tl-208, которые относятся к радиоактивным рядам U-238 и Th-232 соответственно. Во-вторых, заметно существенное различие фоновых условий при включенном и выключенном реакторе для исследовательских ядерных реакторов, что показали измерения для PROSPECT (Рисунок 4.2).

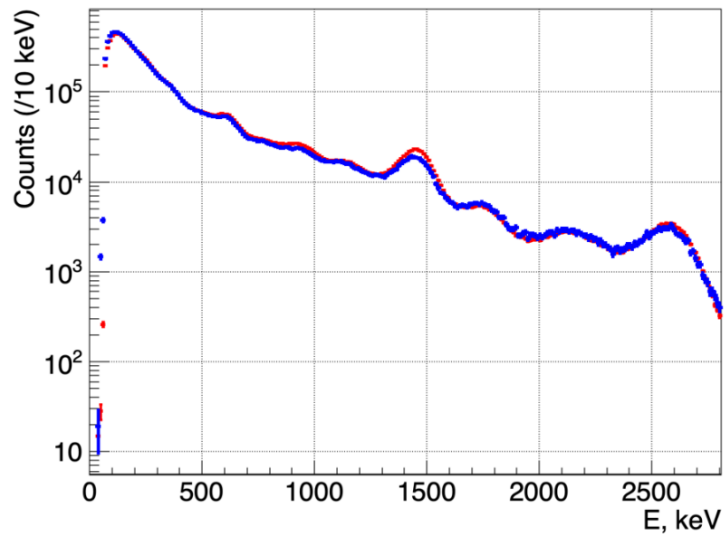


Рисунок 4.1 — Энергетический спектр фона измеренный коллаборацией РЭД-100

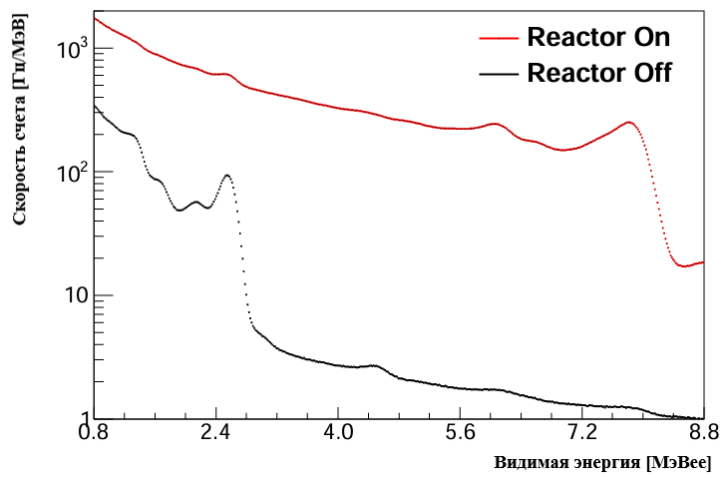


Рисунок 4.2 — Энергетический спектр фона измеренный коллаборацией Prospect

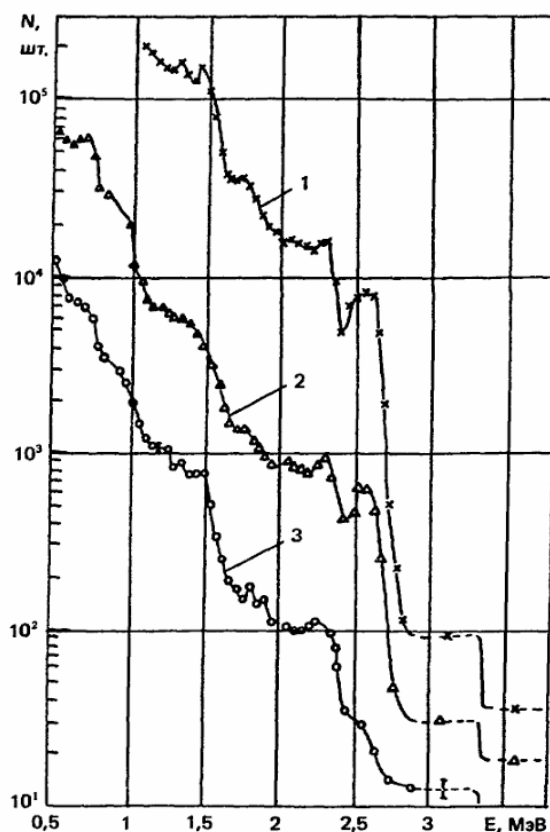


Рисунок 4.3 — Энергетический спектр фона в подземной нейтринной лаборатории на Ровенской АЭС, измеренный с помощью кристалла NaI(Tl), помещенного: 1-в коридоре; 2-в экспериментальном зале; 3-внутри защитного дома

Основными материалами, дающими вклад в фон на АЭС, являются бетон, стальные конструкции и изотопы нарабатываемые в реакторе, в течение его работы. [65, 66]

4.2 АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для создания модели фона были проанализированы экспериментальные измерения в подреакторном помещении энергоблока №3 КАЭС, сделанные сотрудниками отдела физики нейтрино НИЦ "Курчатовский институт". Измерения были проделаны с помощью спектрометра на основе неорганического сцинтиллятора NaI(Tl) цилиндрической формы (Рисунок 4.4). Размеры кристалла неорганического сцинтиллятора составляют $\varnothing 9\text{см} \times 9\text{см}$.



Рисунок 4.4 — Внешний вид сцинтилляционного детектора на основе NaI(Tl)

Всего было проделано несколько десятков измерений по 1800 секунд, точки в которых проводились измерения показаны на рисунке 4.5.

Итоговый спектр (Рисунок 4.6а) γ -фона представляет из себя усредненный спектр по всем точкам измерения. Из итогового спектра вычтен собственный фон, набранный в свинцовом "домике" с толщиной стенок 10 см. Собственный фон представлен на рисунке 4.6б. Построенный график относительного энергетического разрешения сцинтиллятора по данным рисунка 4.6б представлен на рисунке 4.7.

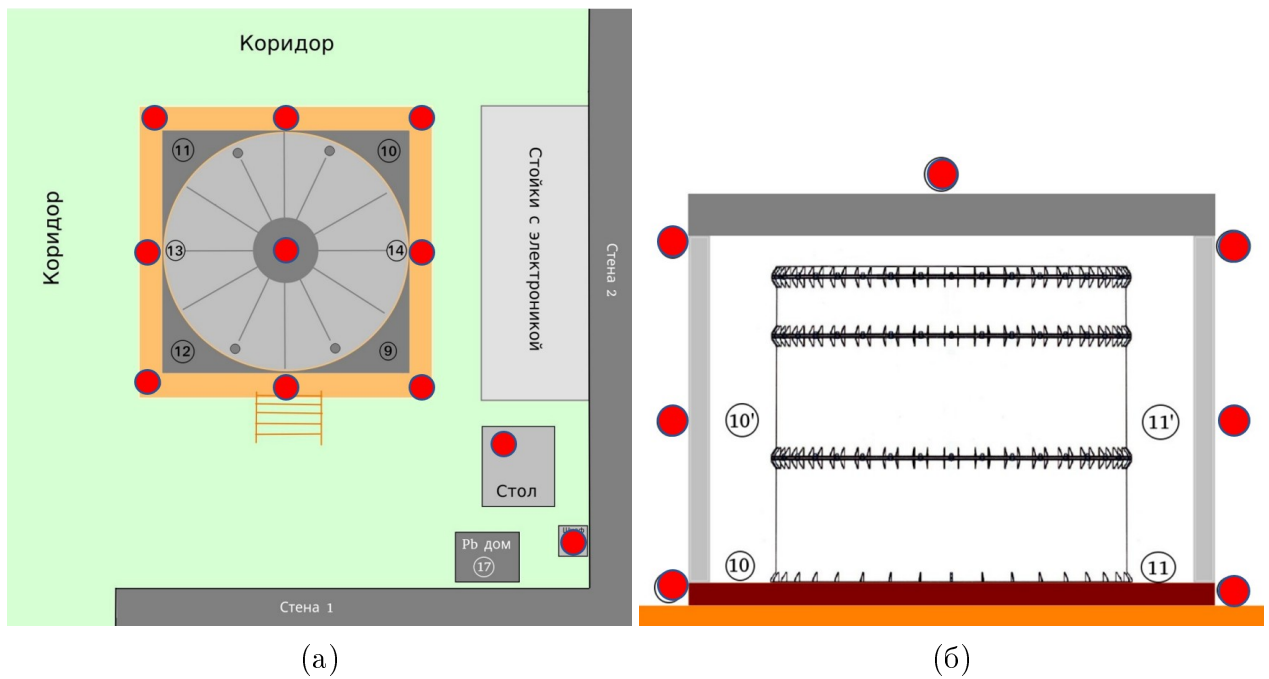


Рисунок 4.5 — Схематическое изображение точек измерения в помещении 3А-121/1 энергоблока №3 КАЭС. Красными кругами отмечены точки измерения вне пассивной защиты iDream (а) вид сверху (б) вид сбоку

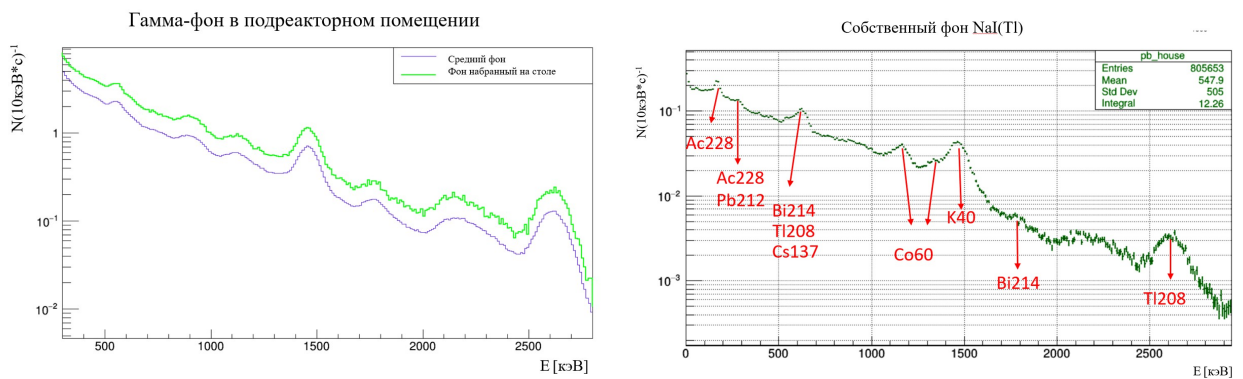


Рисунок 4.6 — Спектр γ -фона (а) в помещении 3А-121/1, усредненный (синий), в сравнении с фоном набранным на столе в помещении (зеленый) (б) спектр собственного фона сцинтиллятора

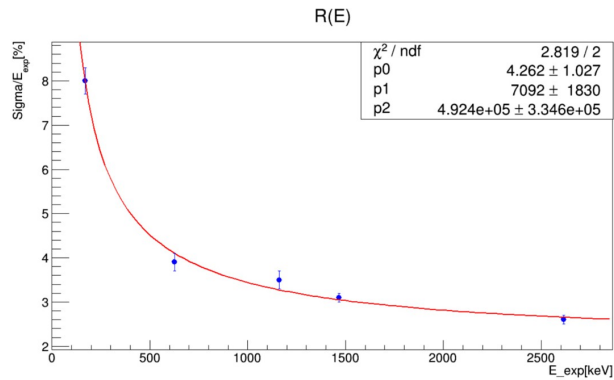


Рисунок 4.7 — Энергетическое разрешение детектора

4.3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА В GEANT4

Для моделирования фона методом Монте-Карло использовался программный пакет Geant4 [67–69]. Была создана геометрия состоящая из цилиндра NaI(Tl) диаметром 9 см и высотой 9 см и бетонной сферы внутренним радиусом 100 см и толщиной 50 см (Рисунок 4.8а). В данной бетонной сфере были разыграны равновероятно по всему объёму изотопы разных атомов с изотропным угловым распределением. Для каждого изотопа был задан порог времени моделирования распада не превышающий время жизни Вселенной. Пример визуализации 100 распадов изотопа К-40 в сфере представлен на рисунке 4.8б.

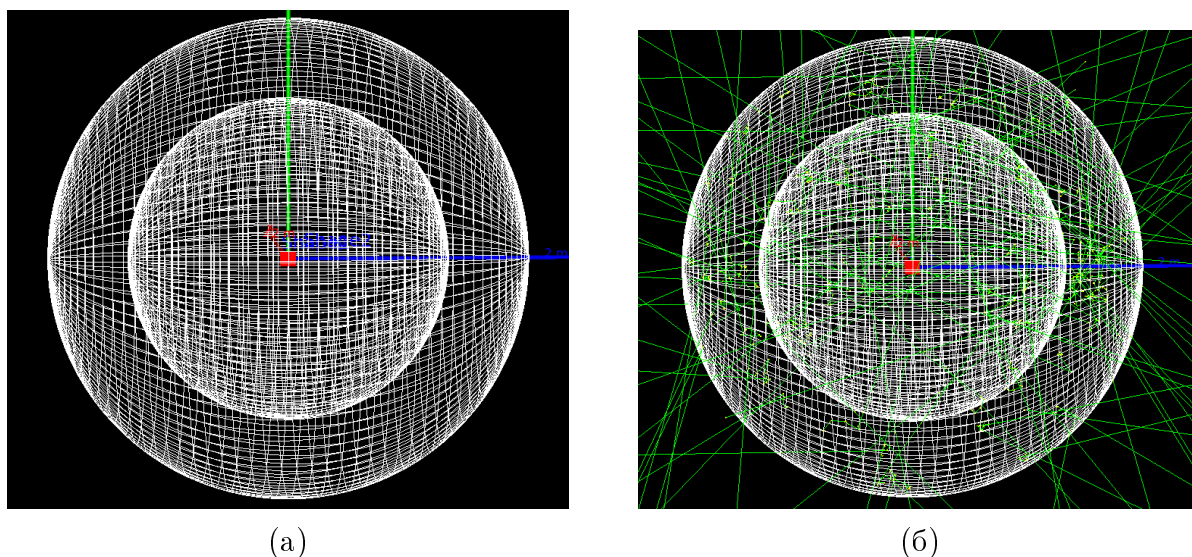


Рисунок 4.8 — (а) Геометрия, использованная при моделировании. В центре расположен NaI(Tl) (красный) вокруг него бетонная сфера; (б) 100 распадов K-40 в сфере

Возможность сферической аппроксимации подреакторного помещения объясняется тем, что спектрометр собирал статистику в разных точках помещения и, следовательно, был подвержен излучению со всех направлений, что позволяет в приближении представить геометрию в виде сферы.

При моделировании производилась запись данных в древовидный список `ntuple`, в отдельные файлы `.root`. Данные представляли из себя информацию о том какую энергию выделила каждая частица, попавшая в объём сцинтиллятора NaI(Tl). Для ускорения моделирования электроны, позитроны и α -частицы, которые рождались вне объёма сцинтиллятора, уничтожались и не моделировались, так как длина пробега данных частиц и наличие в реальном эксперименте алюминиевой защиты у сцинтиллятора делает их вклад пренебрегаемым при моделировании.

В качестве первоначальных изотопов для моделирования были выбраны Cs-137, Co-60, K-40, а также цепочки распада U-238 (Рисунок 4.9а) и Th-232 (Рисунок 4.9б). Данный выбор был сделан на основании различимых пиков в спектре γ -фона, энергии которых соответствовали характерным энергиям пиков для перечисленных выше изотопов (таблица 1). Для каждого из изотопов было сделано отдельное моделирование от 100 миллионов событий до 1 миллиарда в бетонной оболочке. Цепочки распада были приняты не за равновесные и разделены на 3 и 2 ча-

сти для Урана и Тория соответственно. Цепочка урана была разделена на участки $U^{238} \rightarrow U^{234}, U^{234} \rightarrow Pb^{210}, Pb^{210} \rightarrow Pb^{206}$, а тория - на участки $Th^{232} \rightarrow Ra^{228}, Ra^{228} \rightarrow Pb^{208}$ [70].

Также опираясь на статьи [65, 66, 71] были добавлены в модель изотопы Kr-85, Ar-41, Mn-54.

Таблица 4.1 — Энергии характерных пиков для использованных при моделировании изотопов

ИЗОТОП	$E_{\text{табл}}$, кэВ
^{137}Cs	661,7
^{60}Co	1173,2
^{60}Co	1332,5
^{40}K	1460,8
^{238}U	1764,5(^{214}Bi)
^{232}Th	2614(^{208}Tl)

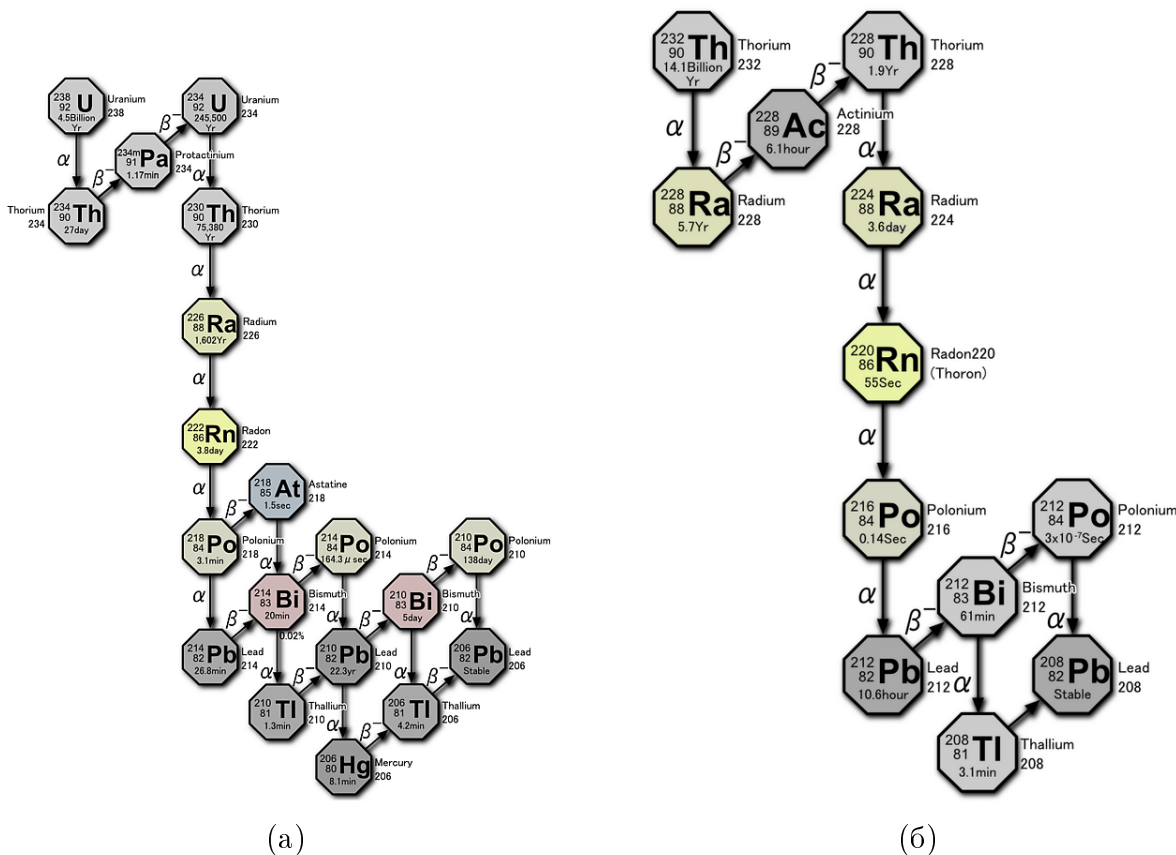


Рисунок 4.9 — (а) Радиоактивный ряд U-238, (б) Радиоактивный ряд Th-232

В полученных гистограммах выделенной энергии в сцинтилято-ре (Рисунки 4.10-4.12) не было энергетическое разрешение детектора, так

как оно было добавлено при дальнейшей обработке данных.

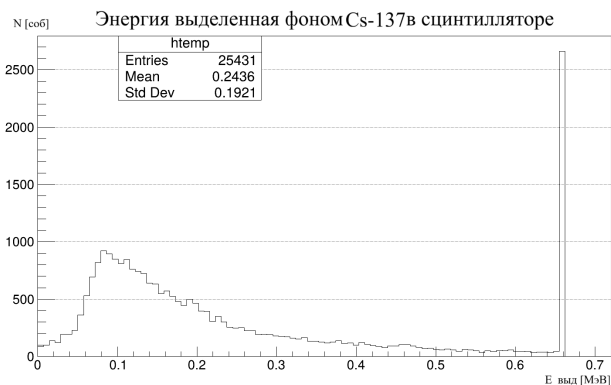


Рисунок 4.10 — Спектр γ -фона от ^{137}Cs без энергетического расширения

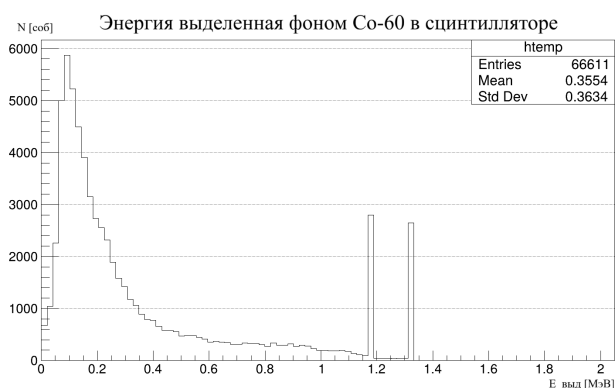


Рисунок 4.11 — Спектр γ -фона от ^{60}Co без энергетического расширения

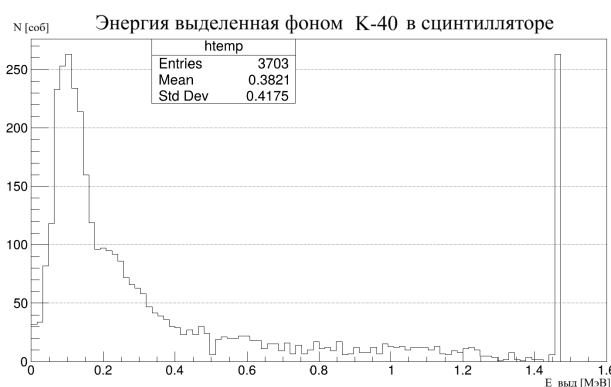


Рисунок 4.12 — Спектр γ -фона от ^{40}K без энергетического расширения

4.4 ПОИСК МОДЕЛИ γ -ФОНА В ПОМЕЩЕНИИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для проверки согласия модели с экспериментальными данными в области энергий 0,3-2,8 МэВ требовалось решить задачу оптимизации. Для

этого использовались алгоритмы Simplex, ConjugateFR, Scan в составе программы ROOT [51]. Уровень согласования проверялся с помощью χ^2 , вычисленного по формуле (2) [72] и стремящегося к 1 для наиболее точной модели.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{бин}}} \frac{(N_{\text{мод}}(i) - N_{\text{эксп}}(i))^2}{\sigma_{\text{мод}}^2(i) + \sigma_{\text{эксп}}^2(i)} \quad (4.1)$$

,где $N_{\text{мод}}$ - число событий в бине для модели, $N_{\text{эксп}}$ - число событий в бине для эксперимента, i - номер бина гистограммы (Энергия, МэВ), $\sigma_{\text{мод}}$ - стандартное отклонение числа смоделированных событий, $\sigma_{\text{эксп}}$ - стандартное отклонение числа смоделированных событий, N - число бинов в которых проверяется согласование. Стандартные отклонения определяются статистически по формуле $\sigma = \sqrt{N(E)}$, поэтому согласование проверяется для бинов, где число событий больше 10.

Для энергии, выделившейся в сцинтилляторе, в модели предусмотрено свое стандартное отклонение энергии события. σ вычислялось по формуле (3),

$$\sigma_k = \sqrt{a^2 + b^2 E_k + c^2 E_k^2} \quad (4.2)$$

,где a, b, c - варьируемые свободные параметры энергетического разрешения, E - энергия выделившаяся в ходе события. Далее, используя нормальное распределение с вычисленным параметром σ , энергии каждого отдельного события в `tuple` были "размыты" по распределению Гаусса с заданными параметрами. Из 16 параметров модели - 3 отвечают за энергетическое разрешение.

Функция отклика была подобрана следующим образом (4):

$$E_{\text{exp}} = a + b E_{\text{vis}} \quad (4.3)$$

,где E_{exp} - экспериментально наблюдаемая энергия, E_{vis} - энергия выделившаяся в детекторе, a, b - варьируемые параметры.

Оставшиеся 11 свободных параметров использовались для масштабирования смоделированных гистограмм, после учета размытия энергии и функции отклика детектора.

Таким образом, используя различные алгоритмы решения задачи оптимизации (Simplex, ConjugateFR, Scan Minuit2), итеративным методом

удалось добиться $\chi^2/\text{ndf} = 1067.53 / 251 \approx 4.3$ в диапазоне энергий 0.3-2.8 МэВ (рисунок 4.13). Для области 2.0-2.8 МэВ $\chi^2/\text{ndf} = 161.105 / 81 \approx 2.0$. Для области 1.0-2.0 МэВ $\chi^2/\text{ndf} = 300.544 / 101 \approx 3.0$. Для области 0.3-1.0 МэВ $\chi^2/\text{ndf} = 695.986 / 71 \approx 9.8$.

Достигнуто это было с помощью параметров указанных в таблицах 4.2-4.4.

Таблица 4.2 — Параметры энергетического разрешения детектора

Параметр	a^2 , МэВ ²	b^2 , МэВ	c^2 , 1
σ	$(4.3637 \pm 0.0001) \times 10$	$(9.930 \pm 0.009) \times 10^{-1}$	$(3.71 \pm 0.01) \times 10^{-4}$

Таблица 4.3 — Параметры функции отклика

Параметр	$K_{\text{конст}}$, кэВ	$K_{\text{лин}}$, 1
Отклик E	-24.09 ± 0.01	1.0135 ± 0.0001

Таблица 4.4 — Значения параметров масштабирования гистограмм изотопов и число сгенерированных Монте-Карло(МК) событий для каждого из изотопов

Параметр	Значение	Число МК событий
$M_{Cs^{137}}$	0.185 ± 0.011	10^9
$M_{Co^{60}}$	0.097 ± 0.006	10^9
$M_{K^{40}}$	4.24 ± 0.09	10^9
$M_{U^{238} \rightarrow U^{234}}$	2.77 ± 0.06	10^8
$M_{U^{234} \rightarrow Pb^{210}}$	5.09 ± 0.03	10^8
$M_{Pb^{210} \rightarrow Pb^{206}}$	1.49 ± 0.03	4×10^8
$M_{Th^{232} \rightarrow Ra^{228}}$	0.25 ± 0.01	10^8
$M_{Ra^{228} \rightarrow Pb^{208}}$	2.99 ± 0.03	2×10^8
$M_{Kr^{85}}$	0.27 ± 0.01	2×10^8
$M_{Ar^{41}}$	0.16 ± 0.01	2×10^8
$M_{Mn^{54}}$	0.12 ± 0.01	2×10^8

Модель гамма-фона в подреакторном помещении

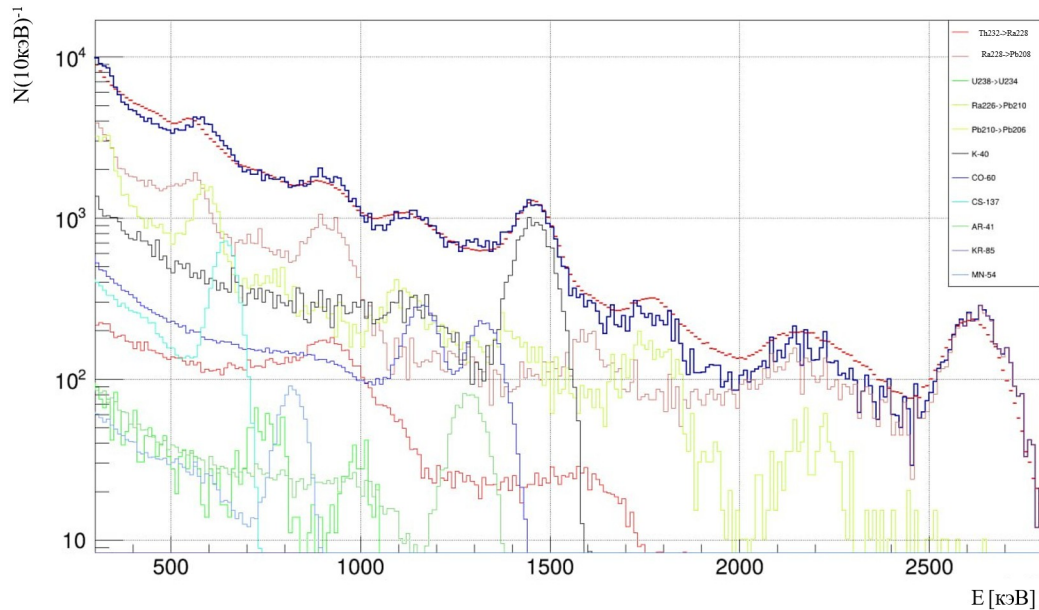


Рисунок 4.13 — Дифференциальные энергетические спектры γ -фона экспериментальный (красный) и смоделированный (тёмно синий) с показанными вкладами отдельных изотопов

Используя коэффициенты масштабирования из модели и вычислив массу сферы для бетона марки М500, были получены следующие активности изотопов в модели, $A_{\text{мод}}$ в Бк/кг (таблица 4.5). Также данные удельные активности были соотнесены со стандартными удельными активностями изотопов в бетоне, который используют при строительстве жилых домов, $A_{\text{ст}}$. Для газов сравнение производится со стандартными активностями изотопов в помещениях на АЭС.

Таблица 4.5 — Удельные активности изотопов в фоне подреакторного помещения. * для Ar41 и Kr85 активности указаны в Бк/м³. $A_{\text{ст}}$, Бк/кг - удельная активность изотопов в бетоне для жилищного строительства или на территориях вблизи АЭС(для Kr85, Ar41, Mn54) [73–75]

Изотоп	$A_{\text{мод}}$, Бк/кг*	$A_{\text{ст}}$, Бк/кг*
M_{Cs}	4.1 ± 0.3	< 1
M_{Co}	2.17 ± 0.13	-
M_K	95 ± 2	240 ± 108
$M_{U^{238}}$	19.5 ± 0.3	24.5
$M_{Ra^{226}}$	11.37 ± 0.07	44 ± 21
$M_{Th^{232}}$	2.0 ± 0.2	30 ± 14
$M_{Ra^{228}}$	13.36 ± 0.13	-
$M_{Ar^{41}}$	$(1.79 \pm 0.11) \times 10^3$	5.1×10^3
$M_{Kr^{85}}$	$(3.0 \pm 0.11) \times 10^3$	1.5
$M_{Mn^{54}}$	0.54 ± 0.04	0.7 ± 0.3

5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе произведен расчет ожидаемого эффекта от упругого когерентного рассеяния реакторных антинейтрино (УКРН) на ядрах неорганических сцинтилляторов. Подготовлено техническое предложение и эскизный проект установки для поиска УКРН на основе двух кристаллов сцинтиллятора NaI(Tl) массой 10 кг каждый. Проведено моделирование отклика установки на внешний γ -фон в подреакторном помещении энергоблока №3 Калининской АЭС.

В рамках проведенного исследования получены следующие основные результаты:

- Проведен расчет ожидаемого эффекта от УКРН реакторных антинейтрино в мишенях на основе NaI, PbWO₄, CaWO₄, BGO, GAGG, LYSO. Показано, что наибольший эффект дают кристаллы гадолиний-алюминий-галлиевых гранатов (GAGG), хотя абсолютная величина эффекта сильно зависит от применяемой модели квенчинга.
- Разработано техническое предложение установки для измерения эффекта УКРН от реакторных электронных антинейтрино на основе кристаллов NaI(Tl) полной массой 20 кг и детекторов на основе пластиковых сцинтилляторов в качестве анти-комптоновского вето.
- Проведено Монте-Карло моделирование предложенного детектора в GEANT4, в ходе которого изучен светосбор, эффективность комптоновского вето, ожидаемая загрузка детектора от внешнего γ -фона.
- На основе измерений NaI-детектором проведено изучение γ -фона в подреакторном помещении энергоблока №3 Калининской АЭС – потенциальном месте размещения установки для изучения УКРН. Разработана Монте-Карло модель NaI-детектора для изучения γ -фона и найдена модель γ -фона в помещении.

- Рассчитаны удельные активности изотопов – источников γ -фона. Показано, что наибольшую активность в помещении на уровне (95 ± 2) Бк/кг дает ^{40}K , а также появляется характерный для атомных станций ^{137}Cs с активностью (4.1 ± 0.3) Бк/кг – более чем в 4 раза превышающей типичное содержание в бетоне, применяемом в жилищном строительстве.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Копелиович В. Б., Франкфурт Л. Л. Об изотопической и киральной структуре нейтрального тока // Письма в ЖЭТФ. — 1974. — Т. 19, № 4. — С. 236. — URL: http://jetpletters.ru/ps/0/article_13547.shtml.
2. Freedman Daniel Z. Coherent effects of a weak neutral current // Physical Review D. — 1974. — Vol. 9, no. 5. — P. 1389.
3. The COHERENT Experimental Program : Rep. : arXiv:2204.04575 [hep-ex] / arXiv ; executor: Akimov D., Alawabdeh S., An P. et al. : 2022.
4. Measurement of the Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering Cross Section on CsI by COHERENT / Akimov D., An P., Awe C., et al. // Physical Review Letters. — 2022. — Vol. 129, no. 8. — P. 081801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.081801.
5. First observation of reactor antineutrinos by coherent scattering : Rep. : arXiv:2501.05206 [hep-ex] / arXiv ; executor: Ackermann N., Bonet H., Bonhomme A. et al. : 2025.
6. First Indication of Solar ^8B Neutrino Flux through Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering in PandaX-4T : Rep. : arXiv:2407.10892 [hep-ex] / arXiv ; executor: PandaX Collaboration, Bo Zihao, Chen Wei et al. : 2024.
7. Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре—недавно обнаруженный тип взаимодействия нейтрино низких энергий / Акимов Д. Ю., Белов В. А., Болоздыня А. И. и др. // Успехи физических наук. — 2019. — С. 55–93.

8. Бедняков В. А., Наумов Д. В. Концепция когерентности в рассеянии нейтрино и антинейтрино на ядрах // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2021. — № 1. — С. 75–309.
9. Lindner Manfred, Rink Thomas, Sen Manibrata. Light vector bosons and the weak mixing angle in the light of future germanium-based reactor CEνNS experiments // Journal of High Energy Physics. — 2024. — Vol. 2024, no. 8. — P. 171. — DOI: 10.1007/JHEP08(2024)171.
10. Detailed nuclear structure calculations for coherent elastic neutrino-nucleus scattering / Khaleq Raghda Abdel, Newstead Jayden L., Simenel Cedric, and Stuchbery Andrew E. // Physical Review D. — 2025. — Vol. 111, no. 3. — P. 033003. — DOI: 10.1103/physrevd.111.033003.
11. Coherent elastic neutrino-nucleus scattering: Terrestrial and astrophysical applications : Rep. : arXiv:2203.07361 [hep-ph] / arXiv ; executor: Abdullah M., Abele H., Akimov D. et al. : 2022.
12. Pandey Vishvas. Recent progress in low energy neutrino scattering physics and its implications for the standard and beyond the standard model physics // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2024. — Vol. 134. — P. 104078. — DOI: 10.1016/j.pnpnp.2023.104078.
13. Formaggio J. A., Zeller G. P. From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales // Reviews of Modern Physics. — 2012. — Vol. 84, no. 3. — P. 1307–1341. — DOI: 10.1103/revmodphys.84.1307.
14. Low-Energy Neutrino-Nucleus Scattering and New Physics : Rep. : arXiv:2412.18055 [hep-ph] / arXiv ; executor: Carey S., Pandey V. : 2024.
15. Жутиков И. Литвинович Е. Хватов В. Влияние учета детальной геометрии активной зоны на поток антинейтрино от реактора ВВЭР-1000 // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2024. — 12. — Т. 119. — С. 158–165.
16. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / Abramov A., Chepurnov A., Etenko A.,

- et al. // Journal of Instrumentation. — 2022. — Vol. 17, no. 09. — P. P09001. — DOI: 10.1088/1748-0221/17/09/p09001.
17. Изучение свойств нейтрино с помощью низкофонового германиевого спектрометра ν GEN / Белов В. В., Бруданин В. Б., Вольных и др. // ν GeN. — 2021.
 18. Taiwan EXperiment On Neutrino — History, Status and Prospects : Rep. : arXiv:1608.00306 [hep-ex] / arXiv ; executor: Wong Henry Tsz-King : 2016.
 19. A novel experiment for coherent elastic neutrino nucleus scattering: CONUS / Buck Christian, Fülber K., Hakenmüller J., et al. // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1342, no. 1. — P. 012094.
 20. Bounds on new physics with data of the Dresden-II reactor experiment and COHERENT / Coloma Pilar, Esteban Ivan, Gonzalez-Garcia M. C., et al. // Journal of High Energy Physics. — 2022. — Vol. 2022, no. 5. — P. 037. — DOI: 10.1007/JHEP05(2022)037.
 21. Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре—недавно обнаруженный тип взаимодействия нейтрино низких энергий / Акимов Д. Ю., Белов В. А., Болоздыня А. И. и др. // Успехи физических наук. — 2019. — С. 55–93.
 22. Constraints on elastic neutrino nucleus scattering in the fully coherent regime from the CONUS experiment / Bonet H., Bonhomme A., Buck C., et al. // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 126, no. 4. — P. 041804.
 23. Lubashevskiy A. First results of the ν GeN experiment at Kalinin Nuclear Power Plant on coherent elastic neutrino nucleus scattering // JINR. — 2021. — on behalf of the ν GeN collaboration.
 24. New Limits on Coherent Neutrino Nucleus Elastic Scattering Cross Section at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory : Rep. : arXiv:2411.18812 / arXiv ; executor: Karmakar S., Singh M. K., Sharma V. et al. : 2024.
 25. Large-size sub-keV sensitive germanium detectors for the CONUS experiment / Bonet H., Bonhomme A., Buck C., et al. // The European Physical Journal C. — 2021. — Vol. 81, no. 3. — P. 1–18.

26. Final CONUS results on coherent elastic neutrino nucleus scattering at the Brokdorf reactor : Rep. : arXiv:2401.07684 / arXiv ; executor: Ackermann N., Bonet H., Bonhomme A. et al. : 2024.
27. The CONUS+ experiment : Rep. : arXiv:2407.11912 [hep-ex] / arXiv ; executor: The CONUS Collaboration, Ackermann N., Armbruster S. et al. : 2024. — URL: <https://arxiv.org/abs/2407.11912>.
28. Measurement of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering from Reactor Antineutrinos / Colaresi J., Collar J. I., Hossbach T. W., et al. // Physical Review Letters. — 2022. — Vol. 129, no. 21. — P. 211802. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.211802.
29. First results from a search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a reactor site / Colaresi J., Collar J. I., Hossbach T. W., et al. // Physical Review D. — 2021. — Vol. 104, no. 7. — P. 072003. — DOI: 10.1103/PhysRevD.104.072003.
30. First demonstration of 30 eVee ionization energy resolution with Ricochet germanium cryogenic bolometers / Augier C., Baulieu G., Belov V., et al. // European Physical Journal C. — 2024. — Vol. 84, no. 2. — P. 124. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-024-12433-1.
31. Results from a prototype TES detector for the Ricochet experiment / Augier C., Baulieu G., Belov V., et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2023. — Vol. 1057. — P. 168765. — DOI: 10.1016/j.nima.2023.168765.
32. Background Studies for the MINER Coherent Neutrino Scattering Reactor Experiment : Rep. : arXiv:1609.02066 [physics.ins-det] / arXiv ; executor: MINER Collaboration, Agnolet G., Baker W. et al. : 2016.
33. Observation of a Nuclear Recoil Peak at the 100 eV Scale Induced by Neutron Capture / Abele H., Angloher G., Bento A., et al. // Physical Review Letters. — 2023. — Vol. 130, no. 21. — P. 211802. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.130.211802.

34. Germanium target sensed by phonon-mediated kinetic inductance detectors : Rep. : arXiv:2412.07379 [physics.ins-det] / arXiv ; executor: Delicato Daniele et al. : 2024.
35. [The CONNIE experiment](#) / Aguilar-Arevalo A., Bertou X., Bonifazi C., et al. // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 761.
36. Aguilar-Arevalo Alexis A. Upgraded CONNIE experiment with Skipper CCDs/CONNIE First results with Skipper-CCDs // Proceedings of Science. — 2024. — Vol. 441. — P. 0154. — DOI: 10.22323/1.441.0154.
37. Nasteva Irina. Status and perspectives of the CONNIE experiment // CONNIE collaboration. — 2022. — on behalf of the CONNIE collaboration.
38. Search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a nuclear reactor with CONNIE 2019 data / Aguilar-Arevalo Alexis, Bernal Javier, Bertou Xavier, et al. // Journal of High Energy Physics. — 2022. — Vol. 2022, no. 5. — P. 017. — DOI: 10.1007/JHEP05(2022)017.
39. Кумпан А. В. Разработка сцинтилляционных детекторов на основе жидких благородных газов для исследования процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомных ядрах // Приборы и техника эксперимента. — 2020. — № 5. — С. 32–37.
40. Использование эмиссионного двухфазного детектора на благородном газе для обнаружения редкого процесса когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре / Акимов Д. Ю., Болоздыня А. И., Ефременко Ю. В. и др. // Мир измерений. — 2017. — № 8. — С. 22.
41. First constraints on the coherent elastic scattering of reactor antineutrinos off xenon nuclei : Rep. : arXiv:2411.18641 [hep-ex] / arXiv ; executor: Akimov D. Yu. et al. : 2024.
42. Reactor neutrino liquid xenon coherent elastic scattering experiment / Cai Chang, Chen Guocai, Chen Jiangyu, et al. // Physical Review D. — 2024. — Vol. 110, no. 7. — P. 072011.

43. Двухфазный эмиссионный детектор РЭД-100 / Акимов Д. Ю., Александров И. С., Белов В. А. и др. // Приборы и техника эксперимента. — 2017. — № 2. — С. 22–28.
44. RED-100 detector for the first observation of the elastic coherent neutrino scattering off xenon nuclei / Akimov D. Yu., Berdnikova A. K., Belov V. A., et al. // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012016. — DOI: 10.1088/1742-6596/675/1/012016.
45. First ground-level laboratory test of the two-phase xenon emission detector RED-100 / Akimov D. Y., Belov V. A., Bolozdynya A. I., et al. // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, no. 02. — P. P02020. — DOI: 10.1088/1748-0221/15/02/P02020.
46. Exploring coherent elastic neutrino-nucleus scattering using reactor electron antineutrinos in the NEON experiment / Choi J. J., Jeon E. J., Kim J. Y., et al. // European Physical Journal C. — 2023. — Vol. 83, no. 3. — P. 223. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11352-x.
47. Exploring coherent elastic neutrino-nucleus scattering using reactor electron antineutrinos in the NEON experiment / Choi J. J., Jeon E. J., Kim J. Y., et al. // The European Physical Journal C. — 2023. — Vol. 83, no. 3. — P. 223. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11352-x.
48. Biassoni M., Martinez C. Study of supernova -nucleus coherent scattering interactions // Astroparticle Physics. — 2012. — Vol. 36, no. 1. — P. 151–155. — DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.05.009.
49. Tretyak V. I. Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators // Astroparticle Physics. — 2010. — Vol. 33, no. 1. — P. 40–53. — DOI: 10.1016/j.astropartphys.2009.11.002.
50. Quenching factor measurement for NaI(Tl) scintillation crystal / Joo H. W., Park H. S., Kim J. H., et al. // Astroparticle Physics. — 2019. — Vol. 108. — P. 50–56. — DOI: 10.1016/j.astropartphys.2019.01.001.
51. ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization / Antcheva I., Ballintijn M., Bellenot B., et al. //

- Computer Physics Communications. — 2009. — Vol. 180, no. 12. — P. 2499–2512. — DOI: 10.1016/j.cpc.2009.08.005.
52. Périssé Lorenzo. Modeling of reactor antineutrino spectra : Ph. D. thesis : 2021UPASP069 ; Université Paris-Saclay. — 2021. — URL: <https://theses.hal.science/tel-03538198>.
53. Response of the GAGG(Ce) scintillator to charged particles compared with the CsI(Tl) scintillator / Furuno T., Koshikawa A., Kawabata T., et al. // Journal of Instrumentation. — 2021. — Vol. 16, no. 10. — P. P10012. — DOI: 10.1088/1748-0221/16/10/p10012.
54. Ziegler J. F., Biersack J. P., Ziegler M. D. SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter. — 2008. — Computer software. Access mode: <http://www.srim.org>.
55. Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions : National Institute of Standards and Technology (NIST). — 2005. — Access mode: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html> (online; accessed: 2023-11-15).
56. Improving the light collection using a new NaI(Tl) crystal encapsulation : Rep. : arXiv:2006.02573 [physics.ins-det] / arXiv ; executor: Choi J. J., Park B. J., Ha C. et al. : 2020.
57. Спектрометрические характеристики пластикового сцинтиллятора российского производства / Литвинович Е. А., Оралбаев А. Ю., Попов Д. В. и др. // Ядерная физика и инжиниринг. — 2025. — Т. 16, № 6. — С. 838–842. — DOI: 10.56304/S2079562925060156. EDN: SXFSUX.
58. Agostinelli S. et al. Geant4 – A Simulation Toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250–303. — DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
59. Allison J. et al. Geant4 Developments and Applications // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2006. — Vol. 53, no. 1. — P. 270–278. — DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.

60. Allison J. et al. Recent Developments in Geant4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2016. — Vol. 835. — P. 186–225. — DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.125.
61. Material Properties of Popular Radiation Detection Scintillator Crystals for Optical Physics Transport Modelling in Geant4 : Rep. : arXiv:2403.02668 [physics.ins-det] / arXiv ; executor: Miller Lysander, Chapman Airlie, Auchettl Katie, Brown Jeremy M. C. : 2024.
62. Characterization of the ambient background in the RED-100 experiment location at Kalinin Nuclear Power Plant. — 2023. — [2311.00870](#).
63. The PROSPECT reactor antineutrino experiment / Ashenfelter J., Balantekin A. B., Baldenegro C., et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — Vol. 922. — P. 287–309. — DOI: 10.1016/j.nima.2018.12.079.
64. The PROSPECT physics program / Ashenfelter J., Balantekin A. B., Band H. R., et al. // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2016. — Vol. 43, no. 11. — P. 113001. — DOI: 10.1088/0954-3899/43/11/113001.
65. Full background decomposition of the CONUS experiment / Bonet H., Bonhomme A., Buck C., et al. // The European Physical Journal C. — 2023. — Vol. 83, no. 3. — P. 195. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11240-4.
66. Background radiation measurements at high power research reactors / Ashenfelter J., Balantekin B., Baldenegro X., et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2016. — Vol. 806. — P. 401–419. — DOI: 10.1016/j.nima.2015.10.023.
67. Recent developments in Geant4 / Allison J., Amako K., Apostolakis J., et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2016. — Vol. 835. — P. 186–225. — DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.125.

68. Geant4—a simulation toolkit / Agostinelli S., Allison J., Amako K., et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250–303. — DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
69. Geant4 developments and applications / Allison J., Amako K., Apostolakis S., et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2006. — Vol. 53, no. 1. — P. 270–278. — DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.
70. Background modeling for dark matter search with 1.7 years of COSINE-100 data / COSINE-100 Collaboration, Adhikari G., Barbosa de Souza E., Carlin N., et al. // The European Physical Journal C. — 2021. — Vol. 81. — P. 837. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09564-0.
71. Определение радионуклидного состава и оценка доз облучения населения за счет атмосферных выбросов российских АЭС / Екидин А. А., Васянович М. Е., Васильев А. В., et al. // Биосферная совместимость: человек, регион, технологии. — 2020. — no. 1 (29). — P. 53–63. — URL: <https://restrajjectory.ru/6%20Ekinidin%2053-63.pdf> (дата обращения: 29.05.2026).
72. Barlow Roger, Beeston Christine. Fitting using finite Monte Carlo samples // Computer Physics Communications. — 1993. — Vol. 77, no. 2. — P. 219–228. — DOI: 10.1016/0010-4655(93)90005-W.
73. Ademola J. A., Oguneletu P. O. Radionuclide content of concrete building blocks and radiation dose rates in some dwellings in Ibadan, Nigeria // Journal of Environmental Radioactivity. — 2005. — Vol. 81, no. 1. — P. 107–113. — DOI: 10.1016/j.jenvrad.2004.12.002.
74. Елистратов В. Мониторинг криптона и ксенона в северо-западном регионе России // Атомная энергия. — 2011. — URL: <https://www.atomic-energy.ru/articles/2011/02/13/18637> (дата обращения: 31.05.2026).
75. Eštoková A., Palašćáková L. Assessment of natural radioactivity levels of cements and cement composites in the Slovak Republic // International

Journal of Environmental Research and Public Health. — 2013. — Vol. 10,
no. 12. — P. 7165–7179. — DOI: 10.3390/ijerph10127165.