

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 539.1, 53.072.8

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ
РЕГИСТРАЦИИ БЕЗНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО
БЕТА-РАСПАДА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РЭД-100**

Научный руководитель

Разуваева О. Е.

Студент

Коськин Ю. И.

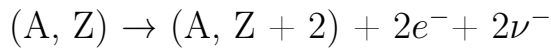
Москва 2024

СОДЕРЖАНИЕ

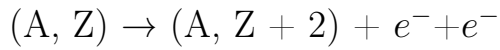
Введение	3
1 Эксперименты по поиску $0\nu\beta\beta$-распада и исследованию магнитного момента нейтрино	6
2 Описание детектора РЭД-100	9
3 Моделирование геометрии события и пути ее восстановления	10
4 Алгоритм кластеризации	12
5 Программный пакет Ants2	14
6 Заключение	16
Список использованных источников	16

Введение

Двойной бета-распад или двухнейтринный двойной бета-распад ($2\nu\beta\beta$ -распад) был впервые предсказан Марией Гёпперт-Майер в 1935 году в работе[1]. Пара протонов одновременно претерпевает β -распад, испуская два электрона и два антинейтрино (рис. 1):



Через два года, в 1937 году, Этторе Майорана выдвинул предположение о неразличимости нейтрино и антинейтрино и в 1939 году Вендел Фьюрри предложил вариант безнейтринного двойного бета-распада с виртуальными нейтрино ($0\nu\beta\beta$ -распад) (рис. 2):



или:

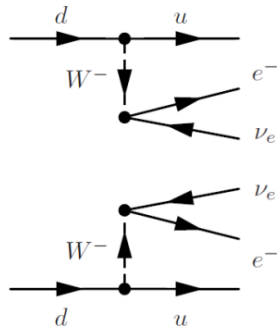
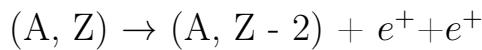


Рисунок 1 – Диаграмма Фейнмана для $2\nu\beta\beta$ -распада.

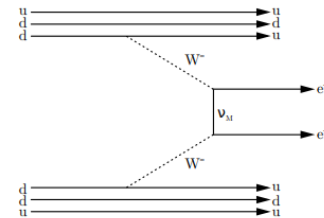


Рисунок 2 – Диаграмма Фейнмана для $0\nu\beta\beta$ -распада.

В случае безнейтринного двойного бета-распада нейтрино является виртуальной частицей, появляющейся только в промежуточном состоянии ядра. Поэтому энергия нейтрино ограничивается лишь условием, чтобы его волновая функция не была знакопеременной внутри ядра — иначе вклад собственного промежуточного состояния в матричный элемент и вероятность перехода стремятся к нулю. Это условие ограничивает энергию нейтрино в промежуточном состоянии до величины порядка 40 МэВ (для средних ядер). Последняя величина во много раз превышает энергию нейтрино,

возможную при двухнейтринном распаде – следовательно, фазовый объем промежуточного состояния при таком событии больше и вероятность распада выше [5].

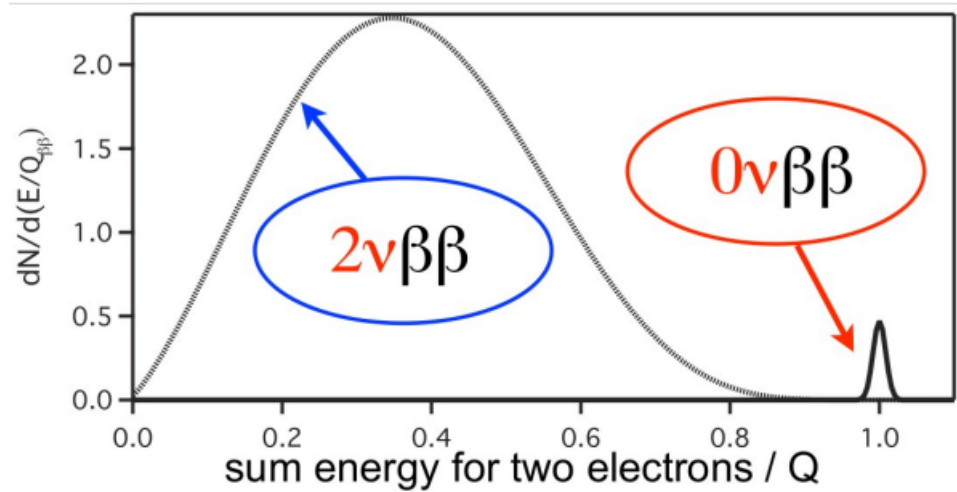


Рисунок 3 – сравнительные энергетические спектры $2\nu\beta\beta$ и $0\nu\beta\beta$ распадов ($Q_{\beta\beta} \sim 2\text{-}3$ МэВ)

Проведенный в 1955 году эксперимент американского химика Рэймонда Дэвиса по поиску антинейтрино в реакции $\nu_e^- + {}_{37}\text{Cl} \rightarrow {}_{37}\text{Ar} + e^-$, там его не обнаружил, что послужило основанием полагать, что нейтрино не майорановская, а дираковская частица. После открытия нарушения Р-четности на эксперименте группы Ву (1957 г.), где была установлена асимметрия углового распределения вылетающих β -частиц при распаде ядер ${}_{60}\text{Co}$, была сформулирована теория двухкомпонентного нейтрино, в которой оно описывается двухкомпонентными волновыми функциями, представляющими собой решение уравнения Дирака для частиц с нулевой массой. Согласно данной теории, существуют только левое и правое антинейтрино, что в свою очередь приводит к несохранению чётности, так как инверсия переводит нейтрино в несуществующее состояние [6]. Тогда же эта теория была подтверждена экспериментально [7]. Помимо выше обозначенных мод распада, для 0 в калибровочных теориях допускается существование майорановой моды (с безмассовым голдстоуновским бозоном, возникающим при глобальном нарушении В-Л симметрии) он же $0\nu\chi 2\beta$ -распад.

Магнитный момент нейтрино

Существование у нейтрино массы влечет за собой и наличие магнитного момента]]. Несмотря на нейтральную природу частицы, последнее утверждение находит свое объяснение в пространстве взаимодействия виртуальных частиц. Нейтрино, движущееся в электромагнитном поле в некоторый момент времени t в точке r с некоторой вероятностью распадается на виртуальные W^+ -бозон и электрон. В момент времени t' , в точке с координатой r' виртуальные W^+ и e^- взаимно поглощаются, превращаясь в нейтрино. Образовавшиеся виртуальные частицы взаимодействуют с внешним электрическим полем (рис. 2), тем самым меняя свое состояние и конечное состояние нейтрино соответственно. В результате такого взаимодействия образуются поправки к энергии нейтрино, действительная часть которых определяется как сдвиг уровней энергии во внешнем электрическом поле. Одно из слагаемых в этой поправке можно интерпретировать как энергию взаимодействия магнитного момента нейтрино μ_ν с внешним магнитным полем H . Таким образом, магнитный момент сонаправлен со спином для нейтрино и противоположен для антинейтрино.

1 Эксперименты по поиску $0\nu\beta\beta$ -распада и исследованию магнитного момента нейтрино

Опровержение Стандартной Модели продолжает привлекать внимание ученых со всего мира. На сегодняшний день существует множество коллабораций, занимающихся поиском 0-распада, например:

1. Эксперимент CANDLES (Calcium fluoride for the study of Neutrinos and Dark matters by Low Energy Spectrometer). Данный детектор использует для измерений кристаллы фторида кальция CaF_2 , которые содержат ^{48}Ca . В установке они имеют форму куба размером 10 см и массой 3.18 кг [8]. Кристаллы фторида кальция погружены в баки с жидким сцинтиллятором, который испускает фотоны, взаимодействуя с фоновым излучением. Вне жидкого сцинтиллятора сосуд заполнен чистой водой, которая играет роль пассивной защиты от фонового излучения вне детектора. Наблюдение фотонов производится с помощью 40 фотоэлектронных умножителей. Используя разницу между временами распада CaF_2 (порядка 1 мкс) и жидкого сцинтиллятора (10 нс) можно распознать фоновое гамма излучение по форме сигнала [8]. $T_{\frac{1}{2}} > 5.6 \times 10$ лет.

2. Эксперимент GERDA (The GERmanium Detector Array), использующий высокочистые германиевые детекторы в качестве и рабочего вещества, и источника (обогащенный ^{76}Ge). Дополнительной защитой служат резервуары с жидким аргоном и резервуар с дистиллированной водой, которые работают как активная и пассивная защита. Подобный метод отсечения фона показал крайне высокую эффективность по сравнению с другими экспериментами подобного класса (например, Гейдельберг-Москва). Полученный финальный предел: $T_{\frac{1}{2}} > 1.8 \times 10^{26}$ лет.

3. Эксперимент KAMLand-Zen (The KAmioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector), использующий в качестве рабочего вещества жидкий сцинтиллятор, а в качестве источника - изотоп ксенона ^{136}Xe , растворённый

в нём. В качестве дополнительной активной защиты используется 1000-тонный резервуар с жидким органическим сцинтиллятором, который так же просматривается ФЭУ. Полученный результат: $T_{\frac{1}{2}} > 1.9 \times 10^{25}$ лет.

4. Эксперимент TEXONO.

Лаборатория исследования реакторных нейтрино в Куо-Шенге, Китай располагается на расстоянии 28 метров от ядра одноименной ядерной электростанции. Мультифункциональное "внутреннее" детекторное пространство из германия высокой степени очистки, размером 100 см x 80 см x 75 см (рисунок) полностью окружено экранирующими панелями общим весом порядка 50 тон. Защитные слои включают в себя такие материалы как борированный полиэтилен, медь а также специальные сцинтилляционные панели. Вся детектирующая установка размещена на подвижном основании, что позволяет менять расстояние от центра детектора до реактора. Полученное ограничение: $\mu_{\nu_e} < 7.4 \cdot 10^{-11} \mu_B$

5. Эксперимент BOREXINO.

Долговременный международный эксперимент по физике нейтрино, осуществляемый в подземной лаборатории Национального института ядерной физики Италии (INFN) в горном массиве Гран Сассо в центре Апеннин (цитата <https://h2020-infra.misis.ru/images/BOREXINO.pdf>). Нейлоновая сфера, заполненная 300 тоннами жидкого сцинтиллятора, очищенного от примесей урана и тория, просматривается сферической, покрывающей всю поверхность сферы матрицей из 2200 ФЭУ. Также сфера окружена слоем дистиллированной воды, служащей защитой от продуктов распада урана и тория, содержащихся в горных породах.

Результат: $\mu_{\nu}^{eff} < 3.9 \cdot 10^{-11} \mu_B$

6. Эксперимент Super-Kamiokande.

Нейтринный черенковский детектор, являющийся модернизацией и идейным последователем Kamiokande-II, расположен в префектуре Гифу, Япония. Конструкция представляет из себя водный бак, заполненный 50000 тоннами воды, просматриваемый 13000 ФЭУ.

Результат: $\mu_\nu < 3.6 \cdot 10^{-10} \mu_B$

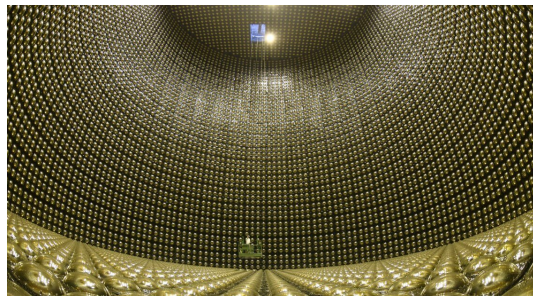


Рисунок 4 – Детектор Super-Kamiokande (вид изнутри)

2 Описание детектора РЭД-100

РЭД-100 представляет собой двухфазный эмиссионный детектор (рис. ??) на жидком ксеноне [1–3]. Цилиндрический рабочий объем детектора с размерами примерно 40 см в высоту и 40 см в диаметре сверху и снизу просматривается матрицами (рис. 3), состоящими из 19 низкофоновых, работающих при криогенных температурах фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). [2] При взаимодействии элементарной частицы с ксеноном испускаются фотоны сцинтилляции (S1) и электроны ионизации [3]. Благодаря приложенному электрическому полю электроны ионизации дрейфуют к поверхности, где выходят в газовую фазу. Величина поля в жидкой фазе составляет примерно 200 В/см. В газе электроны возбуждают атомы ксенона с излучением вторичной сцинтилляции (S2), также называемой электролюминесценцией. Следует подчеркнуть, что размножение электронов отсутствует, следовательно, количество фотонов пропорционально количеству электронов. РЭД-100 является жидко-ксеноновой время-проекционной камерой. Временной промежуток между S1 и S2 позволяет определять глубину произошедшего взаимодействия, а распределение сигнала между ФЭУ — координату в плоскости XY и полную энергию события.

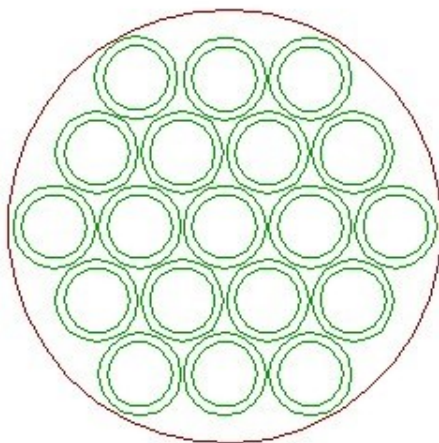


Рисунок 5 – Схема расположения ФЭУ в матрице (вид сверху)

3 Моделирование геометрии события и пути ее восстановления

На первом этапе работы, после ознакомления с теоретическим минимумом была написана программа упрощенного пространственного моделирования процесса внутри цилиндрического объема на языке программирования Python. Такая особенность позитронного 0 -распада, как распределение возникающих при аннигиляции нейтрино четырех гамма-квантов внутри окружности радиуса 11 см (рис. 6), позволяет в упрощенной форме уместить геометрию события генерацией пяти точек: центральной – символизирующую точку инициализации распада и четырех, расположенных вокруг оной внутри окружности, попарно по разные стороны от центра.

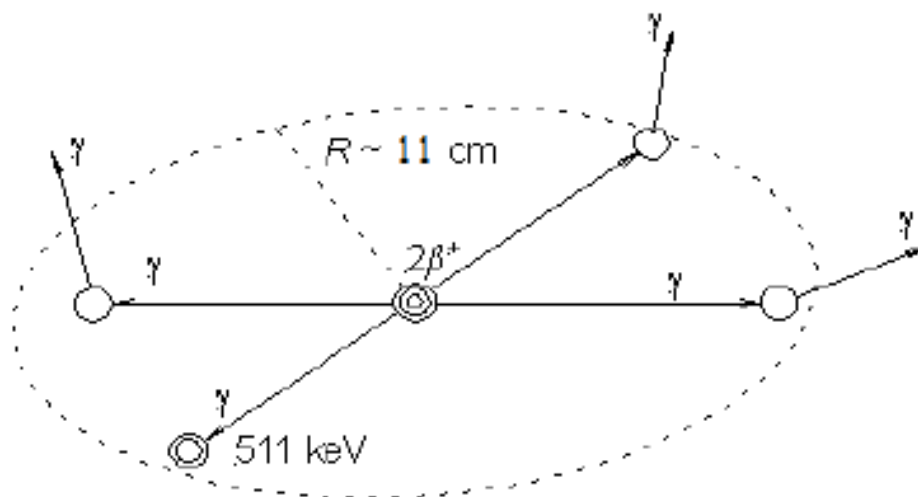


Рисунок 6 – Схематическое изображение события позитронного двойного бета-распада в детекторе, заполненном жидким ксеноном.

Последнее условие обеспечивается помещением точек на две прямые, проходящие через центр окружности. Как можно заметить, расположены точки будут на одной плоскости. Добавление сгенерированных законом нормального распределения ошибок по оси z позволяет создать некоторый разброс в координатах точек, создавая пространство для приближения (в рамках функционала программы) созданной генерации к реальности

отклонения частиц относительно первоначальной траектории в результате взаимодействия с веществом детектора. Внутри кода программы также был реализован алгоритм фитирования созданных точек плоскостью с последующей визуализацией в виде полноценной трехмерной картины (рис. 7)

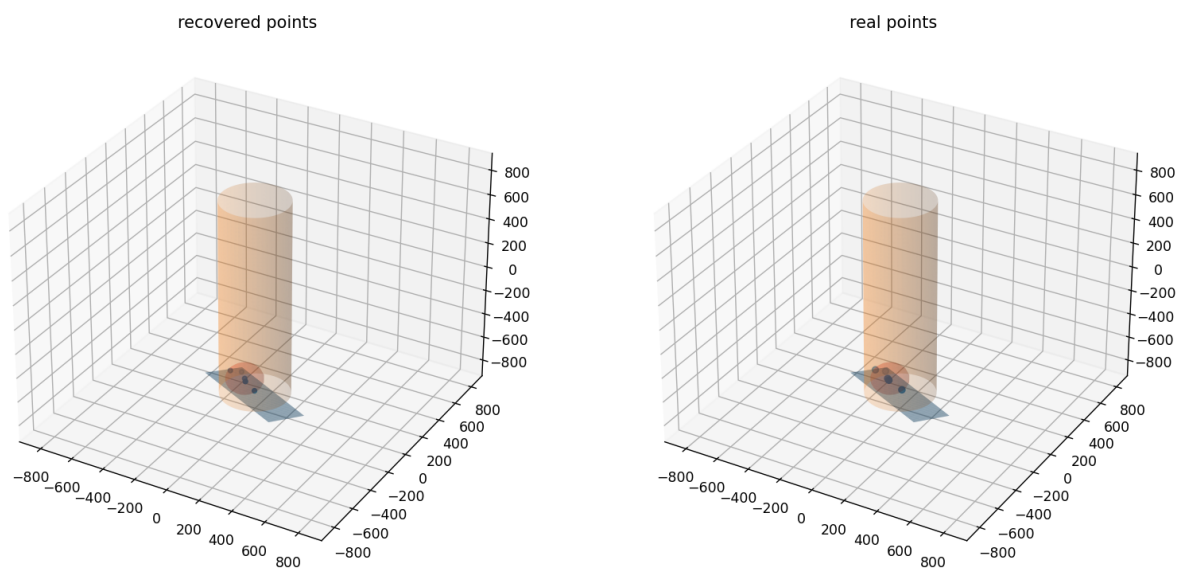


Рисунок 7 – Схематическое изображение события позитронного двойного бета-распада в детекторе, заполненном жидким ксеноном.

4 Алгоритм кластеризации

В рамках второго этапа работы было осуществлено знакомство со средой Geant. Данная среда предоставляет возможность создания моделей детекторов, состоящих из различных материалов и использующих различные электрические поля и симулирует поведение частиц в различных частях детектора (например, давая возможность оценить процент отсекаемого фона защитой). Так же GEANT позволяет отслеживать не только конечные частицы, но и промежуточные процессы и их параметры. С использованием данного программного пакета были смоделированы 3800 событий $0\nu\beta\beta$, анализ которых и производился в последующем. Особое место в данной научной работе занимает алгоритм кластеризации компьютерной симуляции безнейтринного два-бета распада. В отличие от написанного на первом этапе работы пространственного моделирования, использование пакета Geant4 позволяет максимально правдоподобно реализовать симуляцию процесса с учетом всех физических закономерностей и взаимодействий, которые оказывают влияние как на геометрию процесса, так и на процесс его идентификации самим детектором на основании данных о световых выходах. Каждый гамма квант, испускаемый при 0 -распаде некоторым образом реагирует с веществом детектора и теряет в этом всю свою первоначальную энергию, образуя различные частицы, в числе которых находятся регистрируемые матрицами ФЭУ фотоны. Таким образом, в реальности понимание физики процесса сводится к анализу последовательных энерговыделений гамма квантов. С этой целью в межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики был разработан алгоритм кластеризации. Сам алгоритм представляет из себя последовательность из нескольких шагов, позволяющих из информации о взаимодействиях, созданных генерацией ранее, посредством задания определенных, обусловленных физикой, ограничений организовать отбор энерговыделений по координатам и посредством последующих манипуляций получить на выходе список энергетических кластеров, с различными наблюдаемыми в ходе процесса характеристиками. На первом этапе происходит «грубое» деление на события – отбор энерговыделений по координатам (в чувствительном объеме детектора) и их деление по временным интервалам [4] Второй этап – это кластериза-

ция событий - слияние близко располагающихся по времени и пространственной координате точечных энерговыделений или кластеров и выдача их эффективных характеристик, таких как: размеры, пространственное и временное расположение, энергия. Так же в алгоритм кластеризации входит отсеечение событий со слишком малой энергией, т.е., таких, которые не могут быть зарегистрированы в реальном детекторе или их регистрация для конкретной задачи не представляет интерес.

Введение кластеризации вызвано несколькими причинами: - С точки зрения постановки эксперимента различимость некоторых энерговыделений не является важной (к примеру, при взаимодействии гамма-кванта с атомом нет необходимости различать Оже-электроны); - Конечное энергетическое, временное и пространственное разрешение детектора и его ограниченный рабочий энергетический диапазон. Третий этап необходим для отслеживания параметров (времени, координаты, энергии, типа частицы) отдельных кластеров и события в детекторе. Четвертым этапом является генерация и получения списка кластеров для генерации в дальнейшем сцинтилляционных сигналов в детекторе. После генерации 3800 событий ДБПБР, была произведена их обработка с использованием вышеописанного алгоритма. Далее, из полученных данных были отобраны события, удовлетворяющие искомому пространственному распределению. Для сравнения было смоделировано 2000 точек, случайным образом распределенных внутри сферы радиуса 11 см. Для обоих наборов данных, с использованием алгоритма фитирования точек плоскостью, был произведен вторичный анализ пространственного распределения. Результаты представлены на рис. 8. Как видно из гистограмм, средние значения и их форма имеют заметные различия.

Также для отобранных из geant-моделирования событий было построено распределение по энергиям кластеров, а также их отклонения от среднего (511 keV) внутри события (рис. 9)

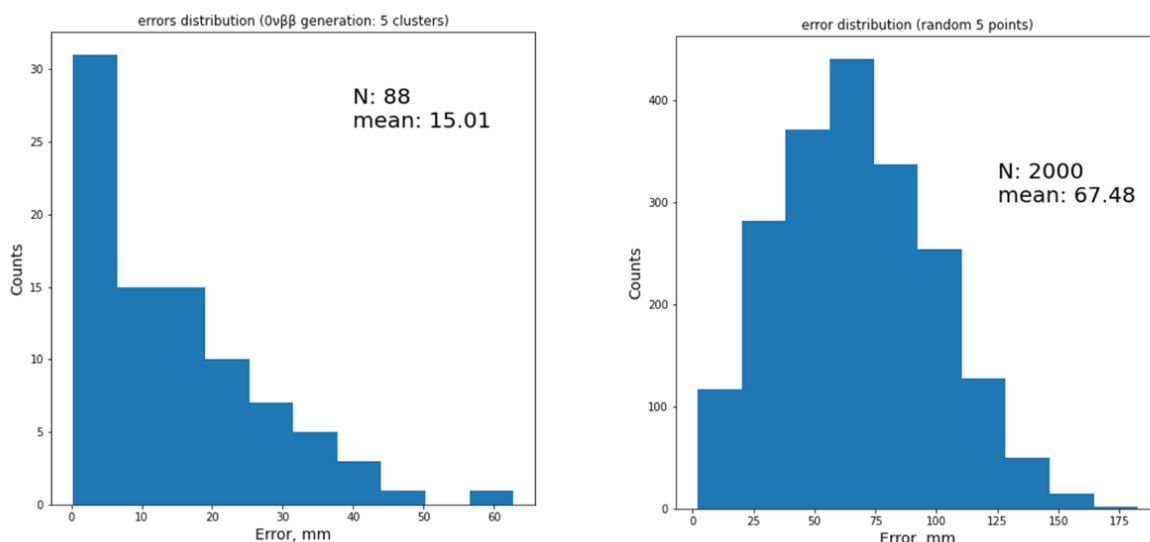


Рисунок 8 – Распределение средних значений ошибки при фитировании координат кластеров плоскостью (слева). Распределение средних значений ошибки при фитировании плоскостью координат пяти точек, случайно сгенерированных внутри сферы радиуса 11 см (справа), где N – число событий.

5 Программный пакет Ants2

Для пространственного моделирования световых выходов и исследования регистрации фотоумножителями фотонов при различных условиях в работе используется программа Ants2. Функционал приложения позволяет задать геометрию детектора с применением различных материалов и влиянием их физических свойств на движение фотонов в рамках эксперимента.

С помощью настройки различных параметров генерации фотонов, например: координата генерации, первичная/вторичная сцинтилляция, количество фотонов на событие и т.д., можно исследовать модель реакции ФЭУ на различные события в детекторе. (рис. 10). После генерации и сохранения событий в root файл их можно реконструировать, например, с использованием алгоритма сжимающихся сеток (contracting grids). Для осуществления этой процедуры есть опция загрузки lrf (light response function), которая отражает вероятность регистрации конкретным ФЭУ фотона в зависимости от расстояния от центра первого до точки возникновения второго (в

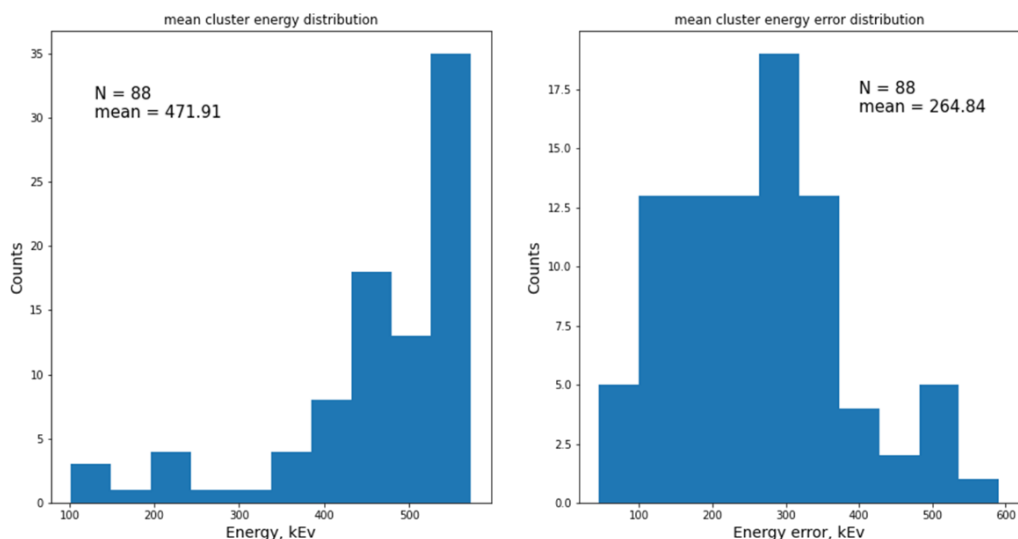


Рисунок 9 – Распределение средних значений энергии кластеров по каждому событию (слева). Распределение значений отклонения значений энергии кластеров от среднего по каждому событию (справа).

плоскости XY). Наличие этих функций возможно после обработки экспериментальных данных с детектора, или посчитанные программой на основе сгенерированных ею же событий. На выходе получается файл, содержащий информацию о восстановлении фотонов по известным lrf. На этапе ознакомления с алгоритмом работы пакета и координатного восстановления в принципе, было осуществлено измерение точности восстановления, график зависимости реконструированного квадрата радиуса от известного нам моделированного значения прилагается (рис. 11).

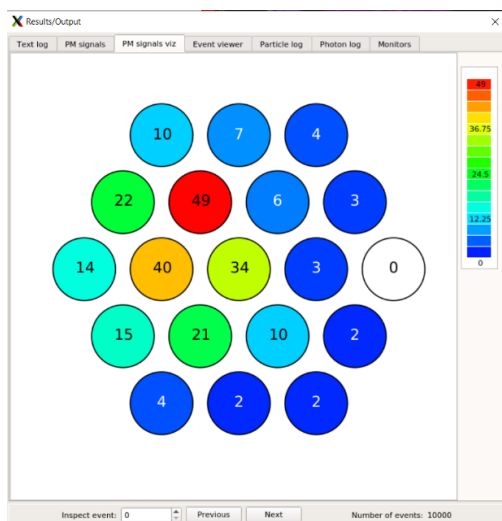


Рисунок 10 – Визуализация результатов моделирования 10000 событий в программе Ants2. Числа в окружностях – количество зарегистрированных фотонов каждым ФЭУ в матрице соответственно.

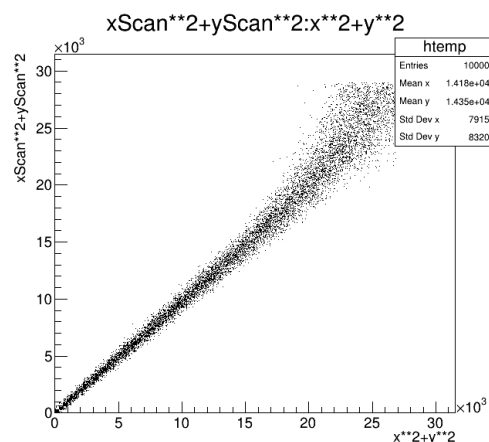


Рисунок 11 – Визуализация результатов моделирования 10000 событий в программе Ants2. Числа в окружностях – количество зарегистрированных фотонов каждым ФЭУ в матрице соответственно.

6 Заключение

В рамках научно-исследовательской работы в 7 семестре:

- Произведено ознакомление с теорией магнитного момента нейтрино
- Изучен опыт коллабораций, занимающихся исследованием свойств и значения магнитного момента нейтрино
- Сгенерировано теоретическое распределение световых выходов для многоэлектронных событий и начат процесс обработки данных с эксперимента на Калининской АЭС

В дальнейшем планируется:

- Продолжение работы по моделированию фонов в детекторе
- Сравнение теоретических и экспериментальных данных с целью оценки чувствительности детектора к магнитному моменту нейтрино

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] M. Goeppert-Mayer. Double Beta Disintegration/M. Goeppert-Mayer // Phys. Rev., vol. 48, p. 512, 1035.
- [2] Noble Gas Detectors / E. Aprile [et al.]. | Wiley-VCH Verlag GmbH Co. KGaA, Weinheim, 10/2006.
- [3] Разуваева О. Е. Выпускная квалификационная работа магистра «Реконструкция событий в детекторе РЭД-100» // Москва, 2019
- [4] Козлова Е. С. Выпускная квалификационная работа магистра «Моделирование событий двойного позитронного безнейтринного бета распада в детекторе «РЭД-100» // Москва, 2018
- [5] В. Р. Лазаренко, УФН 90, 601 (1966).
- [6] Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, 407 (1957); T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 105, 1957 (1957); A. Salam, Nuovo cimento 5, 229 (1957).
- [7] M. Goldhaber, L. Grodzins, A.W. Sunyar, Phys. «Helicity of neutrions» Rev. 109, 1015 (1958).
- [8] I. Ogawa et al. «Study of ^{48}Ca double beta decay by CANDLES» // J.Phys.Conf.Ser. 375 (2012) 042018