

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДК 53.05, 53.07

**ОТЧЕТ**  
**О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**  
**Поиск двойного безнейтринного бета распада ( $0\nu\beta\beta$ ) в**  
**экспериментах GERDA и LEGEND**

Научный руководитель  
к.ф.-м.н., доцент каф.40

\_\_\_\_\_ А. В. Гробов

Выполнил

\_\_\_\_\_ Н. Д. Зарецкий

Москва 2020

# Оглавление

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 1   | Цель работы . . . . .  | 2  |
| 2   | Физика нейтрино . . . . .  | 2  |
| 2.1 | Возможные расширения СМ . . . . .                                | 2  |
| 2.2 | Безнейтринный двойной бета распад ( $0\nu\beta\beta$ ) . . . . . | 4  |
| 2.3 | Ключевые особенности детектирования . . . . .                    | 5  |
| 3   | Эксперимент GERDA . . . . .                                      | 5  |
| 3.1 | Германиевые детекторы . . . . .                                  | 6  |
| 3.2 | Данные с GERDA Phase I . . . . .                                 | 9  |
| 3.3 | Эксперимент LEGEND . . . . .                                     | 10 |
| 4   | Разделение по форме импульса для данных с GERDA Phase I          | 11 |
| 4.1 | PSD для BEGe детекторов . . . . .                                | 12 |
| 4.2 | PSD для полукоаксиальных детекторов . . . . .                    | 13 |
| 4.3 | Калибровки . . . . .   | 14 |
| 4.4 | Сделанная работа . . . . .                                       | 15 |
| 5   | Заключение . . . . .   | 15 |
|     | Список использованных источников . . . . .                       | 17 |

# 1 Цель работы

Целью работы было ознакомление с физикой нейтрино, экспериментами GERDA и LEGEND, а также ознакомление с данными, полученными на эксперименте GERDA.

## 2 Физика нейтрино

Гипотеза о существовании нейтрино была выдвинута В.Паули в начале XX века в качестве объяснения нарушения закона сохранения энергии в  $\beta$ -распаде. В дальнейшем его существование было обосновано как теоретически, так и экспериментально. В настоящее время в стандартной модели (СМ) нейтрино - это безмассовые, электрически нейтральные частицы со спином  $s = \frac{1}{2}$ . Однако экспериментальное подтверждение нейтринных осцилляций (то есть превращений нейтрино одного поколения ( $\mu, e, \tau$ ) в нейтрино другого поколения или же в антинейтрино) говорит о наличии у нейтрино массы, что не согласуется с СМ.

### 2.1 Возможные расширения СМ

Материя состоит из фермионов (т.е. частиц со спином  $s = \frac{1}{2}$ ), а с помощью калибровочных бозонов со спином  $s = 1$  в СМ осуществляется взаимодействие фермионов. Фермионы, не участвующие в сильном взаимодействии, называются лептонами (с лептонным числом  $L = 1$ ); а фермионы, которые участвуют в сильном взаимодействии, называются адронами (в состав которых, например, входят кварки). Частицы в СМ показаны на рисунке 1. В СМ предусмотрено, что нейтрино не имеют массы и являются лептонами, поэтому участвуют только в слабом взаимодействии. Типичным слабым процессом является  $\beta$ -распад:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ . Было также выяснено, что антинейтрино являются правополяризованными (то есть их спин сонаправлен с направлением движения), а нейтрино являются левополяризованными (то есть их спин направлен против направления движения).

### Солнечные нейтрино и нейтринные осцилляции

Реакция, происходящая на Солнце:  $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$ . Во время детектирования было обнаружено, что реальный поток нейтрино меньше ожидаемого примерно в 3 раза; это было названо проблемой солнечных нейтрино. В дальнейшем было экспериментально доказано наличие нейтринных осцилляций. В ходе нескольких экспериментов была оценена сверху масса нейтрино:  $m_{\nu_e} < 2.3$  эВ, что говорит о том, что масса нейтрино во

| generation          | I                    | II                   | III                  |               |
|---------------------|----------------------|----------------------|----------------------|---------------|
| <b>quarks</b>       |                      |                      |                      |               |
|                     | <b>up</b>            | <b>charm</b>         | <b>top</b>           |               |
| mass [MeV]          | 2.3                  | 1275                 | $173.21 \times 10^3$ |               |
| charge [e]          | $\frac{2}{3}$        | $\frac{2}{3}$        | $\frac{2}{3}$        |               |
|                     | <b>down</b>          | <b>strange</b>       | <b>bottom</b>        |               |
| mass [MeV]          | 4.8                  | 95                   | 4180                 |               |
| charge [e]          | $-\frac{1}{3}$       | $-\frac{1}{3}$       | $-\frac{1}{3}$       |               |
| <b>leptons</b>      |                      |                      |                      |               |
|                     | <b>e</b>             | $\mu$                | $\tau$               |               |
| mass [MeV]          | 0.511                | 105.7                | 1776.82              |               |
| charge              | 1                    | 1                    | 1                    |               |
|                     | $\nu_e$              | $\nu_\mu$            | $\nu_\tau$           |               |
| mass                |                      |                      |                      |               |
| charge              | 0                    | 0                    | 0                    |               |
| <b>gauge bosons</b> |                      |                      |                      |               |
|                     | <b>Z<sup>0</sup></b> | <b>W<sup>±</sup></b> | $\gamma$             | <b>gluons</b> |
| mass [MeV]          | $91.19 \times 10^3$  | $80.39 \times 10^3$  |                      |               |
| charge              | 0                    | $\pm 1$              | 0                    | 0             |
| <b>Higg bosons</b>  |                      |                      |                      |               |
|                     | <b>Higgs</b>         |                      |                      |               |
| mass [MeV]          | $125.09 \times 10^3$ |                      |                      |               |
| charge              | 0                    |                      |                      |               |

Рисунок 1 – Частицы СМ

много раз меньше массы заряженных лептонов (например, для электрона  $m_e = 511$  кэВ). [5], [3]

## Массовые компоненты нейтрино

Для расширения СМ, которое позволило бы учесть наличие массы у нейтрино, в лагранжиан для нейтрино следует добавить массовую компоненту, которая по определению содержит волновую функцию правого нейтрино:

$$\mathcal{L}_m = m_D \bar{\psi} \psi = m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (1)$$

Правополяризованного нейтрино не существует, поэтому есть два варианта решения этой проблемы:

- **Вариант Дирака** заключается в том, чтобы добавить в СМ правое нейтрино. Тогда массовая компонента будет записана так:

$$\mathcal{L}_m = m_D \bar{\nu} \nu = m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L) \quad (2)$$

Этот механизм не объясняет малую величину массы нейтрино.

- **Вариант Майораны** заключается в предположении, что нейтрино является своей собственной античастицей (такие частицы называ-

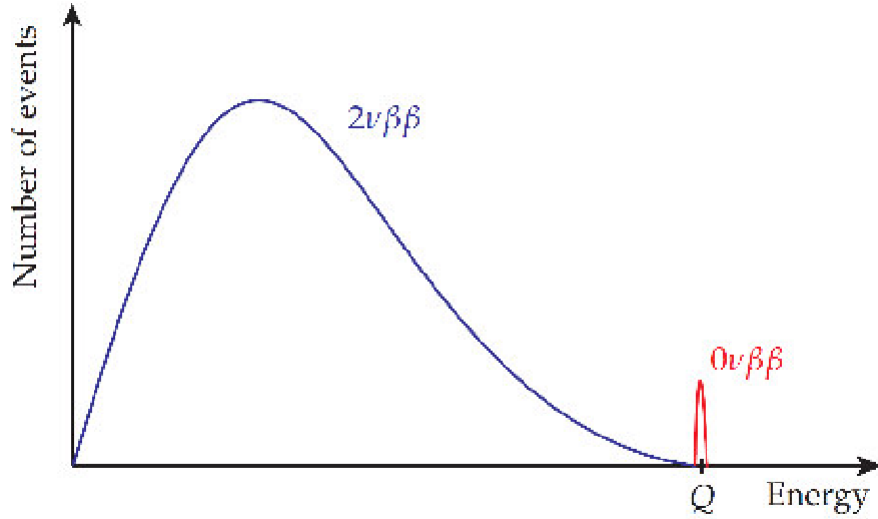


Рисунок 2 – Спектр энергии двух электронов

ются майорановскими частицами). Другими словами, различие между нейтрино и антинейтрино определяется только спиральностью, то есть превращение одного в другое можно осуществить переверотом спина. Тогда массовая компонента будет записана так:

$$\mathcal{L}_m = \frac{1}{2} m \bar{\nu}_L^c \nu_L + h.c. \quad (3)$$

В этом случае не сохраняется лептонное число.

## 2.2 Безнейтринный двойной бета распад ( $0\nu\beta\beta$ )

Для некоторых ядер с четными  $A$  и  $Z$  одиночный  $\beta^-$ -распад энергетически запрещен, если  $m(A, Z) < m(A, Z + 1)$ , или же подавлен при наличии большой разницы в угловых моментах начального и дочернего ядер. Это позволяет происходить так называемому двойному бета-распаду ( $2\nu\beta\beta$ ), что может быть интерпретировано как два одновременно происходящих одиночных распада:  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ . Пока найдено 35 элементов, способных испытывать  $2\nu\beta\beta$ . В случае же, если при двойном бета распаде не испускаются антинейтрино, он называется двойным безнейтринным бета распадом ( $0\nu\beta\beta$ ):  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$ .  $0\nu\beta\beta$  запрещен в стандартной модели, так как нарушается закон сохранения лептонного числа ( $\Delta L=2$ ). На рисунке (2) показаны спектр энергии двух электронов для  $0\nu\beta\beta$  и  $2\nu\beta\beta$ . В  $2\nu\beta\beta$  спектр продолжительный, так как энергия распада поделена между двумя электронами и двумя нейтрино. Нейтрино не детектируются и уносят энергию. В случае же  $0\nu\beta\beta$ , вся энергия распределяется на два электрона. Так как суммарная энергия электронов измеряется, то сигнал, указывающий на  $0\nu\beta\beta$  есть линия постоянной энергии при

значении  $Q$  распада. Наличие  $0\nu\beta\beta$ -распада опровергнет закон сохранения лептонного заряда, и следовательно, укажет на несостоятельность СМ. Более того, в этом случае нейтрино будут иметь майорановскую компоненту массы.

### 2.3 Ключевые особенности детектирования

Любой радиоактивный распад с энергией  $Q$ , большей, чем у  $0\nu\beta\beta$ , может выделять энергию в сигнальной области, и как следствие являться фоном. Так как ожидаемая доля распада меньше доли фоновой радиации, применяются техники уменьшения фона. Так, детекторы находятся глубоко под землей, чтобы обеспечить защиту от космической радиации: нейтронов, протонов и мюонов. Естественная радиоактивность детектируется от распада  $^{40}\text{K}$  с соответствующей  $\gamma$ -линией на 1461 кэВ, а также распадов  $^{232}\text{Th}$ . От  $^{208}\text{Tl}$  присутствует  $\gamma$ -линия при 2615 кэВ, поэтому значение  $Q$  от  $0\nu\beta\beta$  должно быть больше 2.6 МэВ. Так как доля  $2\nu\beta\beta$  в 5-6 раз выше доли  $0\nu\beta\beta$ , это считается неудаляемым фоном. В экспериментах по поиску  $0\nu\beta\beta$  детекторы должны быть большими, содержать много  $0\nu\beta\beta$  изотопов для обеспечения большого потока, а также минимизировать фон. Наиболее многообещающим изотопом для поиска  $0\nu\beta\beta$  является  $^{76}\text{Ge}$ , так как детекторы на сверхчистом германии (HPGe) являются одновременно и источниками, и детекторами.

В дальнейшем будут рассмотрены эксперименты GERDA и LEGEND, основанные на HPGe (high purity germanium) детекторах.

## 3 Эксперимент GERDA

Эксперимент GERDA ведет поиск  $0\nu\beta\beta$  на изотопе  $^{76}\text{Ge}$ . Эксперимент протекает в две фазы, которые различаются используемыми детекторами, а также экспозицией (в фазе I: 21.6 кг·год, в фазе II: 100 кг·год). Эксперимент расположен в Национальной Лаборатории Гран Сассо при INFN на глубине 1400 метров под землей, так как горная порода является защитой от космических лучей.

Детекторы помещены в жидкий аргон (LAr), который выполняет функцию охлаждения и защиты от излучения. Кристаллы германия и аргон помещены в слабоактивный стальной криостат, покрытый изнутри слоем ультрачистой меди для обеспечения низкого фона. Все это помещено в бак с дистиллированной водой, чтобы уменьшить влияние нейтронов, поступающих от окружающей эксперимент горной породы. (рис.3)

Отметим, что, как показано на рисунке 2, в случае отсутствия нейтрино при двойном бета распаде получается моноэнергетический пик при  $Q_{\beta\beta} = 2039\text{кэВ}$ . [2]

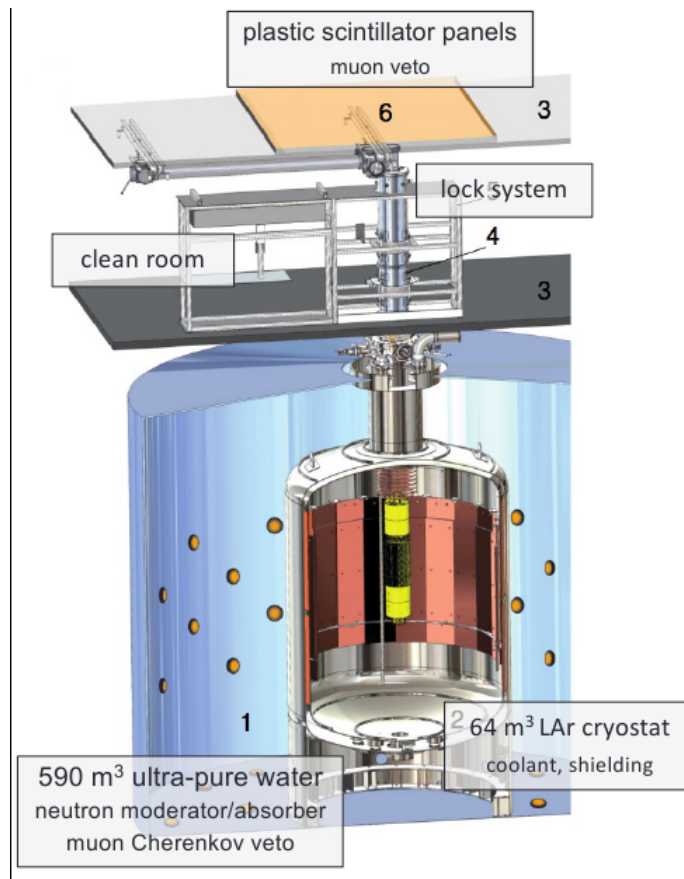


Рисунок 3 – Строение эксперимента GERDA

### 3.1 Германиевые детекторы

Германий используется в детекторах по ряду причин: во-первых, он дает отличное спектроскопическое представление, для него также существуют несколько техник для уменьшения фона (например, PSD). Во-вторых, германий является практически радио-чистым. В-третьих, он является одновременно и элементом детектора, и источником (так как изотоп  $^{76}\text{Ge}$  испытывает двойной бета-распад).

#### р-п переход

На рисунке 4 можно видеть принципиальное различие между полупроводниками р и n типа, а на рисунке 5 показана схема р-п перехода. Из-за диффузии дырок и электронов через переход на месте перехода остаются положительно и отрицательно заряженные ионы. Вблизи перехода, то есть там, где нет свободных зарядов, появляются положительные заряды с n стороны и отрицательные заряды с р стороны, и, как следствие, появляется электрическое поле. Поэтому электронно-дырочная пара, созданная ионизирующим излучением в пределах инверсного слоя, начинает перемещаться, поэтому создается сигнал. Из этого следует, что явление р-п перехода хорошо подходит для детектирования.

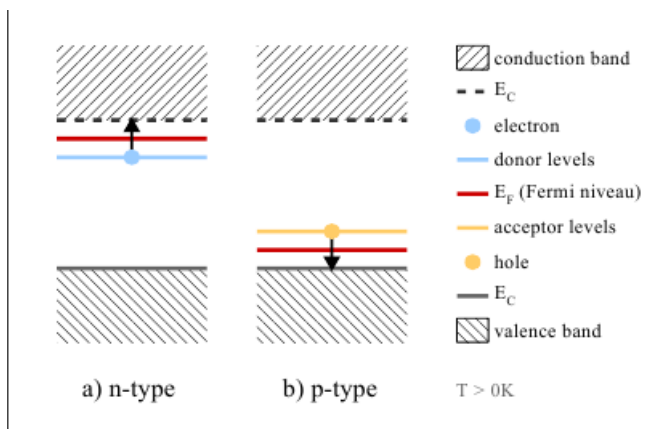


Рисунок 4 – Полупроводники р и n типа

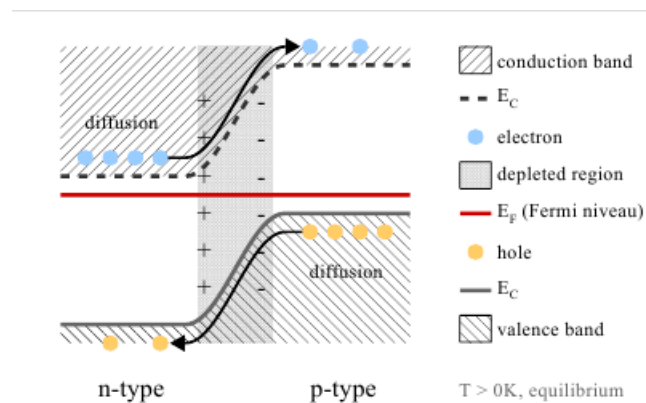


Рисунок 5 – р-n переход

## Взаимодействие частиц с материей

При прохождении частицы через р-n переход выделяется энергия и появляются электронно-дырочные пары, которые потом могут быть зарегистрированы полупроводниковым диодом. Частицы, в зависимости от их природы, показывают разные результаты взаимодействия, и, следовательно, разное выделение энергии.

- **Тяжелые заряженные частицы**, как, например,  $\alpha$ -частицы, испытывают в основном электромагнитное взаимодействие и теряют энергию в процессе ионизации и возбуждения атомов. Такие частицы часто взаимодействуют, поэтому потери энергии можно считать статистическим процессом. Максимум для таких частиц может быть виден при энергиях около 1 МэВ. Частицы с энергией 1-10 МэВ могут пройти расстояние около 10 мкм.
- **Легкие заряженные частицы**, как, например, электроны или позитроны, ведут себя почти так же, как и тяжелые частицы, однако теряют меньше энергии. Так, электрон с энергией  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ может пройти расстояние около 2.5 мм до полной остановки, что значительно раз больше, чем расстояние для тяжелых частиц.
- **Фотоны** испускаются, когда возбужденные ядерные состояния, вызванные распадом исходного нуклида, переходят на более низкие уровни. Дочернее ядро выходит из возбужденного состояния в свое устойчивое состояние после нескольких переходов между квантованными уровнями энергии, излученные фотоны обладают характеристиками, свойственными конкретному изотопу. Взаимодействие с материей происходит по-разному в зависимости от энергии.



- В случае низких энергий происходит фотоэлектрическое поглощение  $\gamma$ -квантов, которые взаимодействуют с атомами, отдавая всю энергию орбитальному электрону, вследствие чего появляется фотоэлектрон, а атом ионизируется. Свободное место в атоме сразу же занимает другой электрон вследствие перераспределения электронов, и лишняя энергия выделяется либо в виде излучения, либо в виде электрона Оже. В конце концов процесс фотоэлектрического поглощения заканчивается выходом фотоэлектронов и нескольких электронов с малой энергией. Если вся кинетическая энергия электронов полностью поглощается в детекторе, то соответствующий сигнал в зарегистрированном спектре будет показывать пик полной энергии (**FEP**), равный энергии изначального фотона.
- При средних энергиях преимущественно происходит комптоновское рассеяние между фотоном и электроном, что сопровождается частичным переносом энергии. В детекторах возможно рассеяние на любой угол, поэтому появляется непрерывное распределение от нуля до известного максимума. Такое поведение наблюдается на границе комптоновского рассеяния. Зона между комптоновской границей и FEP может быть заполнена событиями от многочисленного комптоновского рассеяния.
- Появление пар появляется только в электрическом поле вблизи атомных ядер и приводит к исчезновению фотона, вследствие чего появляется электрон-позитронная пара с суммарной энергией  $2m_e c^2$ . Поэтому у фотона должна быть энергия минимум 1022 кэВ, чтобы этот процесс был энергетически возможным. Излишняя энергия выше этого значения превращается в кинетическую энергию, распределенную между электроном и позитроном. Так как позитрон не является устойчивым, при уменьшении его кинетической энергии он аннигилирует с электроном, и в результате появляются 2 аннигиляционных  $\gamma$ -кванта, движущихся в различных направлениях, по 511 кэВ каждый. Важно рассмотреть 3 предельных случая:
  - \* энергия двух  $\gamma$ -квантов поглощается в детекторе, тогда получается FEP
  - \* один  $\gamma$ -квант поглощается, другой уходит без взаимодействия с материалом детектора, тогда получается **SEP** (одиночный пик выхода), который лежит на 511 кэВ ниже FEP.
  - \* оба  $\gamma$ -кванта покидают детектор без взаимодействия с веществом, тогда получается **DEP** (двойной пик выхода). Такое событие считается SSE (single site event).

## HPGe диоды

Для полупроводников р типа n+ слой с большой концентрацией доноров играет роль р-n перехода, он сделан с помощью внедрения в германий атомов лития путем диффузии в подходящие части детектора. Вследствие этого появляется проводящий контакт, где электроны могут двигаться беспрепятственно. Сам n+ слой представляет собой слой толщиной 1 мм, который называется мертвым слоем. Основным преимуществом является то, что такой широкий электрод эффективно поглощает внешние воздействия от  $\alpha$ ,  $\beta$  или  $\gamma$  излучений с низкой энергией, так как их величина проникновения существенно ниже. Контакт р+, на котором собираются дырки и который используется как считывающий электрод, получается внедрением атомов бора, его толщина порядка 0.1 мкм. Для эксперимента GERDA применены две основные конфигурации: полукоаксиальная и BEGe.

**Полукоаксиальная конфигурация:** Из-за необходимости исследовать большие активные объемы с управляемым напряжением удобно использовать цилиндрические детекторы, где ядро кристалла частично убрано, оставляя отверстие в центре. Контакты р+ и n+, разделенные непроводящим слоем, расположены внутри этого отверстия. Эти детекторы используются в Фазе I.

**BEGe конфигурация:** Для увеличения активной массы были разработаны детекторы типа BEGe (broad energy germanium). Они в основном используются в Фазе II, хотя несколько детекторов присутствуют и в Фазе I. Эти детекторы чувствительны к широкому интервалу энергий. Контакт р+ представляет собой точку на основании цилиндра. Так как внутри детектора поле неоднородно, то получается большой градиент взвешивающего потенциала, поэтому BEGe детекторы показывают лучшее PSD представление по сравнению с полукоаксиальными детекторами. Так как электроны в основном перемещаются в местах с малым весовым потенциалом, но не участвуют в формировании сигнала. Дырки же, наоборот, перемещаются сквозь наибольший взвешивающий потенциал по похожим траекториям вне зависимости от места выделения энергии. Из этого можно сделать вывод, что амплитуда  $A$  токового импульса примерно прямо пропорциональна выделившейся энергии, что удобно использовать при PSD анализе.

Схемы этих детекторов можно видеть на рисунке 6

## 3.2 Данные с GERDA Phase I

Для анализа мы фокусируемся на возможном пике при энергии  $Q_{\beta\beta}$ ; для  $^{76}\text{Ge}$  это 2039 кэВ. Спектр энергии с эксперимента GERDA Phase I приведен на рисунке 7.

Выделяются ключевые особенности детектирования:

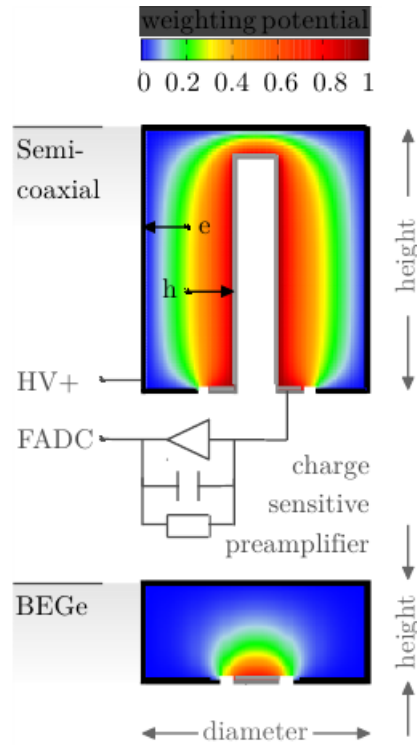


Рисунок 6 – Схема полукоаксиальных и BEGe детекторов

- При энергиях, меньших примерно 500 кэВ спектр обусловлен распадом  $^{39}\text{Ar}$ .
- В интервале энергии 500-1500 кэВ спектр обусловлен  $2\nu\beta\beta$ .
- Различимы гамма-линии от нескольких изотопов, как, например,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{42}\text{K}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ . Это используется для калибровок.
- Для больших энергий появляются пики около 5 МэВ. Это обусловлено  $\alpha$ -распадами  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{218}\text{Po}$ .

Выделенный зеленым на рисунке 7 ROI (region of interest) в интервале 1930-2190 кэВ используется для анализа  $0\nu\beta\beta$  и индекса фона (FI). Интервалы в 2099-2109 кэВ и 2114-2124 кэВ убраны из ROI из-за известного фона от  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{214}\text{Bi}$ . Для дальнейшего анализа запуски Фазы I поделены на три части. Деление основано на типе детектора, а также на FI в интервале энергий, близких к  $Q_{\beta\beta}$ .

### 3.3 Эксперимент LEGEND

Эксперимент GERDA закончил набор данных, и сейчас проектируется новый эксперимент на основе GERDA - LEGEND. Ограничение на период полураспада увеличено с  $10^{26}$  лет (как в GERDA) до  $10^{28}$  лет. LEGEND будет запущен в 2021 году, он будет содержать 200 кг детекторов. В эксперименте будут применены лучшие технологии GERDA и эксперимента

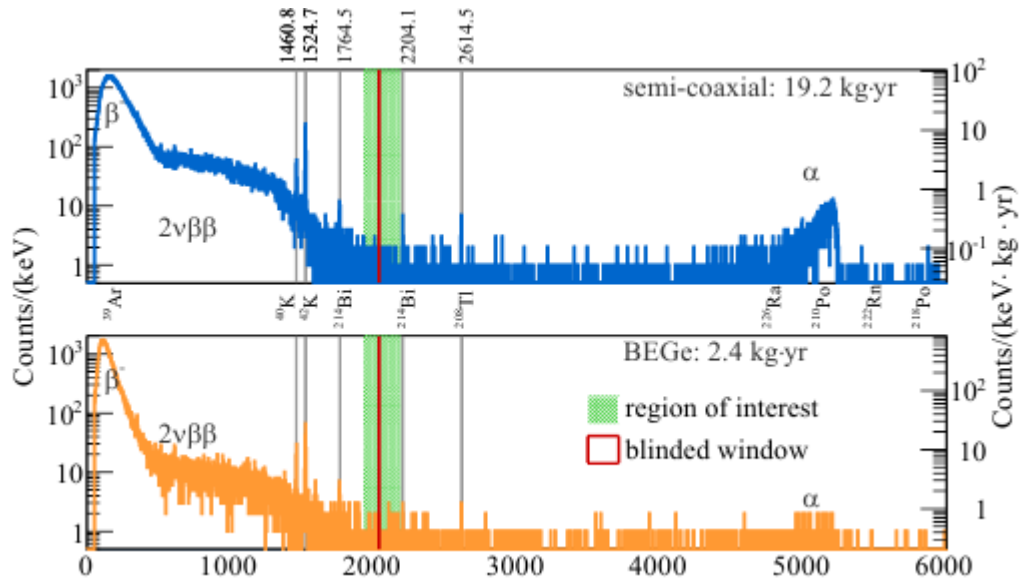


Рисунок 7 – Спектр энергии с эксперимента GERDA Phase I для полукоаксиальных детекторов (вверху) и BEGe детекторов (внизу). ROI в 230 кэВ выделен зеленым цветом, красная линия означает "слепую" зону  $Q_{\beta\beta} \pm 5$ кэВ. Некоторые важные гамма-линии выделены серым.

MAJORANA. Будет значительно уменьшен фон и увеличена чувствительность. Также для LEGEND разработан новый вид детекторов: Inverted Coaxial Point Contact (ICPC) детектор. Он будет работать по аналогии с BEGe детекторами, но будет таким же массивным, как и коаксиальные детекторы. Следующий этап в LEGEND будет содержать 1000 кг детекторов, и это позволит уменьшить фон еще больше, равно как и увеличить точность по периоду полураспада.[1]

## 4 Разделение по форме импульса для данных с GERDA Phase I

Из других экспериментов известно, что временная зависимость токового импульса детектора может быть использована для распознавания фоновых событий. Сигнальные события от  $0\nu\beta\beta$  распада выделяют энергию в пределах небольшого объема, если электроны теряют мало энергии при тормозном излучении (одиночное событие, SSE). Наоборот, в фоновых событиях от, например, фотонов, взаимодействующих через многочисленное комптоновское рассеяние, энергия часто выделяется в нескольких местах в детекторе на расстоянии нескольких сантиметров друг от друга (многократное событие, MSE). Формы импульсов будут в целом отличаться от двух типов событий, и поэтому могут быть использованы для улучшения чувствительности эксперимента. Как было сказано выше, результат выборки по разделению по форме импульса (PSD) на физических данных

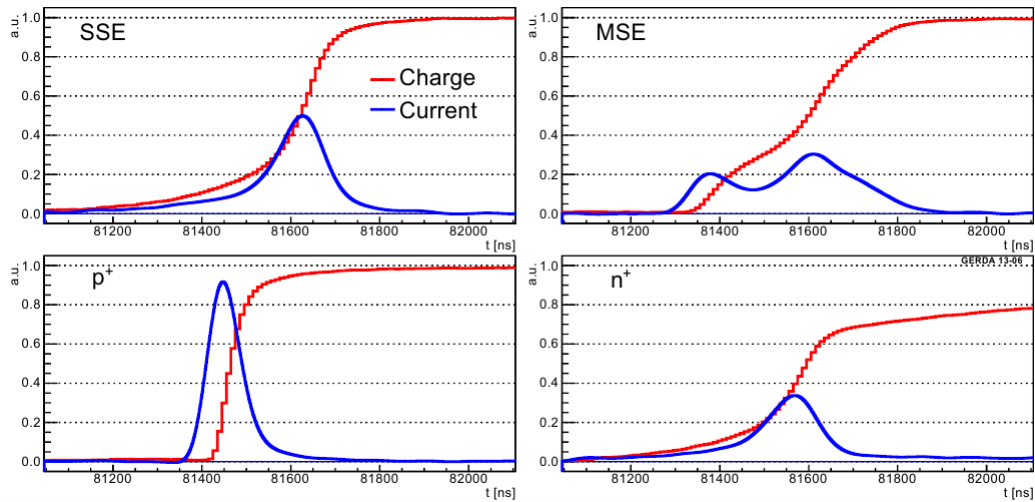


Рисунок 8 – Осциллограммы для MSE, SSE, событий вблизи  $p+$  и событий вблизи  $p+$  для BEGe детекторов

обычно оценивают в интервале 1930-2190 кэВ, используемого в анализе  $0\nu\beta\beta$  распада. "Слепая" энергетическая зона в 2034-2044 кэВ, а также интервалы 2099-2109 кэВ (SEP от  $^{208}\text{Tl}$ ) и 2114-2124 кэВ (линия  $^{214}\text{Bi}$ ) убираются. События в интервале энергии  $Q_{\beta\beta} \pm 5\text{кэВ}$  были скрыты для анализа, так как в этой области находится потенциальная информация о  $0\nu\beta\beta$ .

#### 4.1 PSD для BEGe детекторов

Так как амплитуда токового импульса прямо пропорциональна энергии, целесообразно использовать отношение  $A/E$  для разделения по форме импульса, где  $A$  - амплитуда, а  $E$  - энергия.

Для двойного бета-распада (это может быть как  $0\nu\beta\beta$ , так и  $2\nu\beta\beta$ ) энергия выделяется в одном месте детектора (SSE). Для SSE ожидается почти гауссовское распределение параметра  $A/E$ .

Для MSE (например, это может быть комптоновское многократное рассеяние фотонов), токовые импульсы будут иметь разные дрейфовые времена, следовательно, будут видны два или более разделенных по времени импульса.

Для поверхностных событий вблизи  $p+$  электрода амплитуда тока и, соответственно,  $A/E$ , больше, и пики раньше по времени, чем в стандартном SSE. Эта особенность позволяет эффективно распознавать эти сигналы. Для поверхностных событий вблизи  $n+$  электрода свойственны потери в энергетической реконструкции из-за медленно протекающей диффузии дырок через мертвый слой по сравнению с дрейфом носителей заряда и, как следствие, увеличения времени нарастания сигналов.

Примеры MSE и SSE, а также событий вблизи  $p+$  и  $n+$  электродов для BEGe детекторов можно видеть на рисунке 8

Благодаря меньшей площади  $p+$  контакта для BEGe детекторов про-

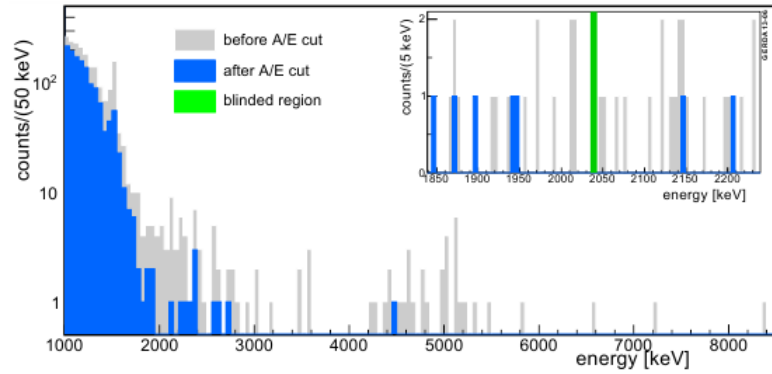


Рисунок 9 – Пример энергетического спектра до и после применения критерия отбора для BEGe

исходит хорошее разделение по форме импульса. Параметр  $A/E$  является простой в разделении переменной с понятной физической интерпретацией. Был применен следующий критерий отбора:  $0.965 < A/E < 1.09$ . Этот критерий отбора принимает примерно 92% сигнальных событий и отсекает 33 события из 40 в 400 кэВ-окрестности  $Q_{\beta\beta}$  (исключая слепую зону). Полученные данные согласуются с анализом DEP и симуляций.

Пример применения критерия отбора по  $A/E$  можно видеть на рисунке 9.

## 4.2 PSD для полукоаксиальных детекторов

При выделении энергии вблизи поверхности  $p+$  (на рисунке 10) только дырки вносят вклад в сигнал и в максимумы в конце. Напротив, для поверхностных событий на  $p+$  близко к отверстию (радиусом 6 мм) максимумы тока достигаются раньше. Такое поведение справедливо и для BEGe детекторов. Импульсы демонстрируют разнообразие различных форм, потому как и электроны, и дырки вносят свой вклад. Следовательно,  $A/E$  не является полезной для разделения переменной для полукоаксиальных детекторов. Вместо этого были представлены три принципиально разных метода. Главный использует нейросеть для распознавания одиночных событий, второй опирается на принцип правдоподобности для различения SSE и фоновых событий, третий метод основан на корреляции между  $A/E$  и асимметрией импульса, которую видно на рисунке 10. [4]

Метод, основанный на нейросети, используется для анализа  $0\nu\beta\beta$ . Он дает 90% выживаемости для DEP событий. Выборка, сделанная нейросетью, проверяется двумя другими методами. Из отброшенных нейросетью событий в интервале 230 кэВ около  $Q_{\beta\beta}$  примерно 90% считаются фоном и двумя другими методами, что дает уверенность в нейросети.

Пример спектра до и после калибровок можно видеть на рисунке 11.

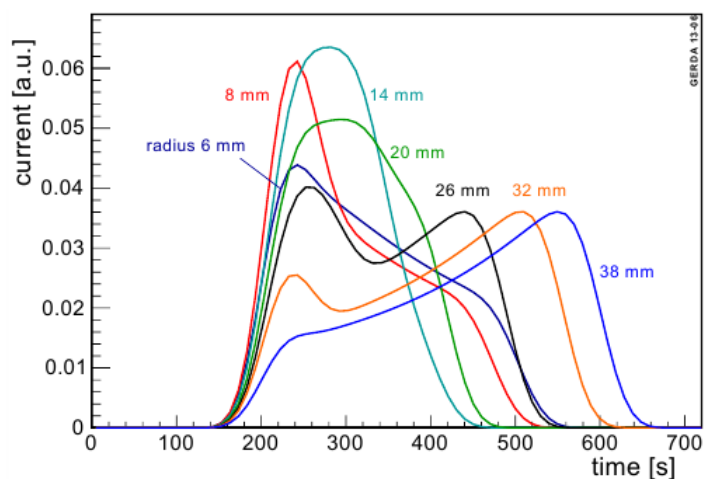


Рисунок 10 – Осциллограмма для SSE для полукоаксиальных детекторов

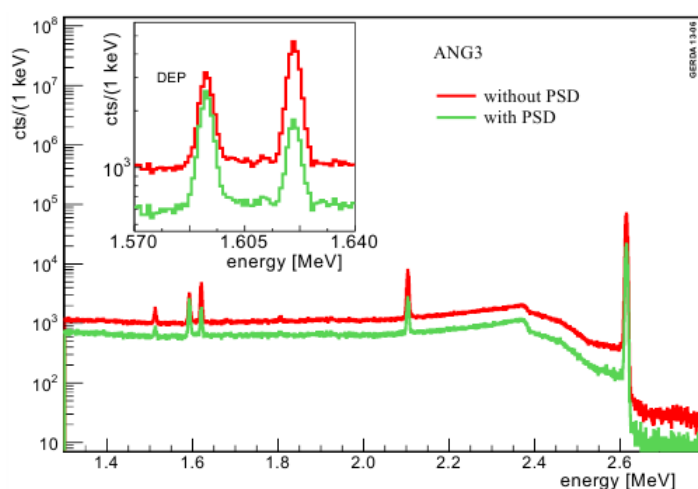


Рисунок 11 – Пример энергетического спектра до и после применения критерия отбора для полукоаксиальных детекторов

### 4.3 Калибровки

Общим для всех методов и для обоих видов детекторов является использование калибровочных данных, которые собирались раз в неделю для проверки и тренировки алгоритмов. Спектр калибровок на  $^{228}\text{Th}$  содержит пик на 2614.5 кэВ от распада  $^{208}\text{Tl}$ . Двойной пик выхода (DEP, 1592.5 кэВ) этой линии используется как указатель на одиночное событие (SSE), в то время как пики полной энергии (FEP, 1620.7 кэВ) или одиночный пик выхода (SEP, 2103.5 кэВ) в основном являются многократными событиями (MSE). Недостатком двойного пика выхода является то, что распределение событий неоднородно внутри детектора, как должно быть при  $0\nu\beta\beta$  распаде. Из-за вылета двух фотонов с энергией 511 кэВ DEP события в основном происходят на границах. События, получающиеся из-за комптоновского рассеяния  $\gamma$ -лучей обуславливают большой разброс энергии, также содержащий большую долю SSE событий. Поэтому эти события

тоже используются для описания PSD методов, особенно для энергетических зависимостей.

## 4.4 Сделанная работа

В течение семестра были исследованы переменные, записанные в файлы с данными с эксперимента GERDA, Phase I. Для разделения по форме импульса с помощью современных алгоритмов машинного обучения было отобрано несколько переменных. Так как время нарастания сигнала вычисляется как разница временных точек при 10% и 90% амплитуды сигнала, то необходимо знать значение линии отсчета (*baseline*), а также максимум импульса. Поэтому для разделения по форме импульса выбраны следующие переменные:

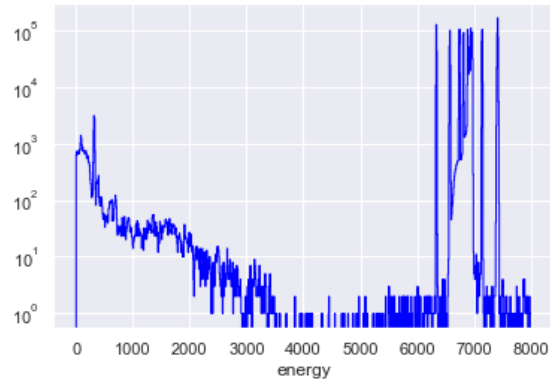
- **baseline**: линия отсчета
- **maxAmpAverage**: амплитуда сигнала
- **risetime**: время нарастания сигнала
- **energy**: энергия

Распределения этих переменных показаны на рисунках 12а,12б,12в,12г.

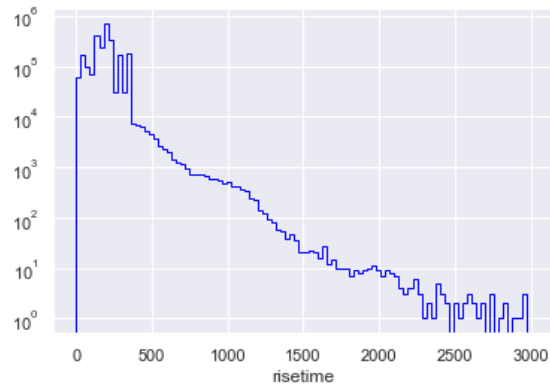
## 5 Заключение

В ходе выполнения работы было изучено явление безнейтринного двойного бета-распада, а также были исследованы данные с эксперимента GERDA и переменные, которые могут быть использованы в дальнейшем анализе. В дальнейшем планируется провести разделение по форме импульса с использованием отобранных переменных.

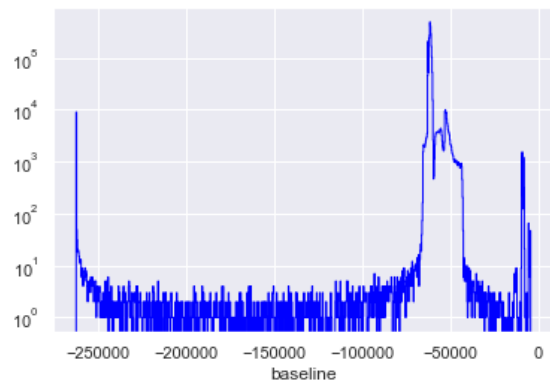




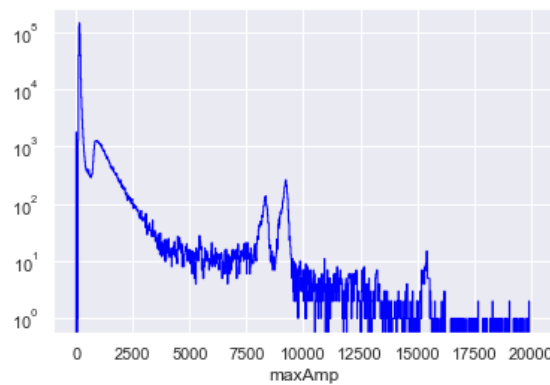
(а) Гистограмма энергии



(б) Гистограмма времени нарастания сигнала



(в) Гистограмма линии отсчета



(г) Гистограмма амплитуды сигнала

Рисунок 12 – Полученные гистограммы

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *D'Andrea V.* Neutrinoless Double Beta Decay Search with  $^{76}\text{Ge}$ : Status and Prospect with LEGEND // 54th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories. — 05/2019.
2. *Kirsch A.* Search for the neutrinoless double beta-decay in Gerda Phase I using a Pulse Shape Discrimination technique. — 2014. — Jan.
3. *Lazzaro A.* Signal processing and event classification for a background free neutrinoless double beta decay search with the GERDA experiment. : PhD thesis / Lazzaro Andrea. — Munich, Tech. U., 2019.
4. Pulse shape discrimination for GERDA Phase I data / M. Agostini [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2013. — Vol. 73, no. 10. — P. 2583.
5. *Wagner V.* Pulse Shape Analysis for the GERDA Experiment to Set a New Limit on the Half-life of Neutrinoless Double Beta Decay of Ge-76 : PhD thesis / Wagner Victoria. — 01/2017.