

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
эксперименте GERDA**

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

_____ А. В. Гробов

Выполнил

_____ Н. Д. Зарецкий

Москва 2021

Оглавление

1	Цель работы	2
2	Физика нейтрино	2
2.1	Возможные расширения СМ	2
2.2	Безнейтринный двойной бета распад ($0\nu\beta\beta$)	5
2.3	Ключевые особенности детектирования	5
3	Эксперимент GERDA	6
3.1	Германиевые детекторы	6
3.2	Данные с GERDA	10
3.3	Эксперимент LEGEND	12
4	Разделение по форме импульса для данных с эксперимента GERDA	12
4.1	PSD для BEGe детекторов	12
4.2	PSD для полукоаксиальных детекторов	14
5	Калибровки	15
6	Формы импульсов для полукоаксиальных детекторов	15
7	Принцип работы нейронной сети	16
8	Анализ данных, полученных на эксперименте GERDA	18
8.1	Обучение и проверка нейросети на Монте-Карло данных	20
8.2	Обучение нейросети на Монте-Карло данных и проверка на физических (калибровочных) данных	21
9	Генеративно-состязательная сеть (GAN)	23
10	Заключение	24
	Список использованных источников	26

1 Цель работы

Целью работы был анализ Монте-Карло данных для полукоаксиальных детекторов в эксперименте GERDA (phase II) с использованием нейросети и применение нейросети для дискриминации событий в калибровочных данных.

2 Физика нейтрино

Гипотеза о существовании нейтрино была выдвинута В.Паули в начале XX века в качестве объяснения нарушения закона сохранения энергии в β -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 (μ, e, τ) в нейтрино другого поколения) 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 β -распад: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Было также экспериментально 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). Концепция спиральности не является Лоренц-инвариантной, так как для любой массивной частицы можно найти такую систему отсчета, в которой импульс будет направлен в противоположную сторону, то есть спиральность будет иметь другой знак. Таким образом, любая массивная частица будет суперпозицией левого и правого состояний.

Лагранжиан нейтрино, соответствующий СМ, может быть записан сле-

generation	I	II	III	
quarks				
	up	charm	top	
mass [MeV]	2.3	1275	173.21×10^3	
charge [e]	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	
	down	strange	bottom	
mass [MeV]	4.8	95	4180	
charge [e]	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	
leptons				
	e	μ	τ	
mass [MeV]	0.511	105.7	1776.82	
charge	1	1	1	
	ν_e	ν_μ	ν_τ	
mass				
charge	0	0	0	
gauge bosons				
	Z⁰	W[±]	γ	gluons
mass [MeV]	91.19×10^3	80.39×10^3		
charge	0	± 1	0	0
Higg bosons				
	Higgs			
mass [MeV]	125.09×10^3			
charge	0			

Рисунок 1 – Частицы СМ

дующим образом:

$$\mathcal{L}_\nu^{SM} = \sum_{\alpha=\mu,e,\nu} \left[\bar{\nu}_{\alpha L} i \not{\partial} \nu_{\alpha L} + \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu l_{\alpha L} + h.c) + \frac{g}{2 \cos \theta_w} Z_\mu \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu \nu_{\alpha L} \right]$$

Первое слагаемое является кинетическим членом, далее идут слагаемые, описывающие взаимодействие. Если у нейтрино есть масса, то в лагранжиан должен быть добавлен массовый член.

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 электронных 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: $m_{\nu_e} < 1.1$ эВ, что говорит о том, что масса нейтрино во много раз меньше массы заряженных лептонов (например, для электрона $m_e = 511$ кэВ). [9], [5]

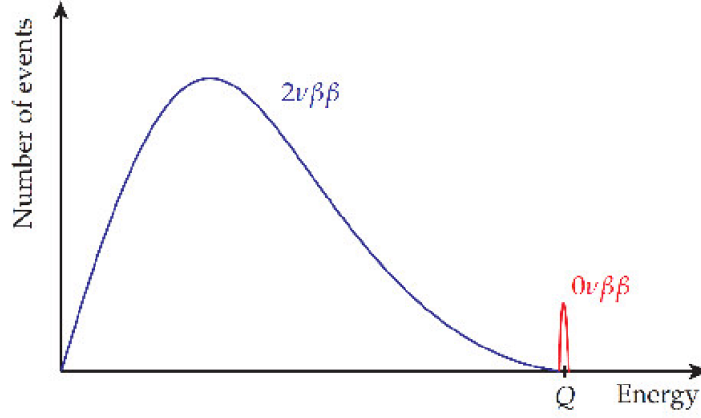


Рисунок 2 – Спектр энергии двух электронов

Массовые члены нейтрино

Для расширения СМ, с помощью которого можно было 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, которое не участвует в калибровочных взаимодействиях. 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 называются майорановскими частицами). Другими словами, различие между нейтрино и антинейтрино определяется только спиральностью, то есть превращение одного в другое можно осуществить переворотом спина. Тогда массовая компонента будет записана так:

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

Этот механизм работает для истинно нейтральных частиц. 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 β^- -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 спектры 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}K с соответствующей γ -линией на 1461 кэВ, а также распадов ^{232}Th . От ^{208}Tl присутствует γ -линия при 2615 кэВ. 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. Фон должен быть минимальным. Наиболее многообещающим изотопом для поиска $0\nu\beta\beta$ является ^{76}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}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 (рисунок 3).

В эксперименте применены различные техники по уменьшению фона. К ним относятся PSD-техники, система антисовпадений, а также мюонное вето, основанное на черенковском излучении и сцинтилляциях в жидком аргоне.

Отметим, что, как показано на рисунке 2, в случае отсутствия нейтрино при двойном бета распаде получается моноэнергетический пик при $Q_{\beta\beta} = 2039\text{кэВ}$. [4]

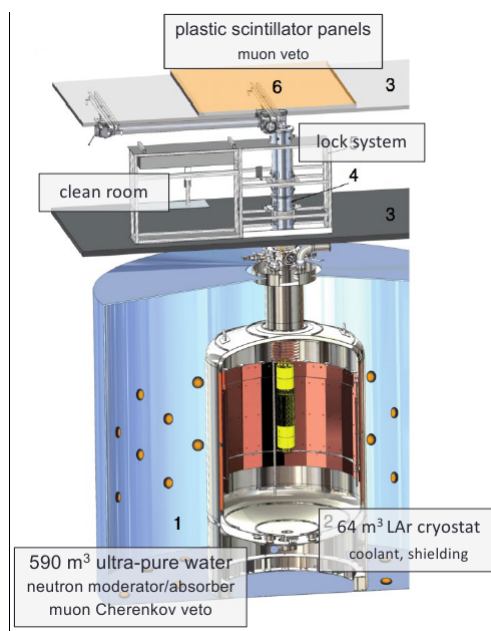


Рисунок 3 – Строение эксперимента GERDA

3.1 Германиевые детекторы

Германиевые детекторы к эксперименте GERDA используются по ряду причин. Во-первых, германий дает отличное спектрографическое представ-

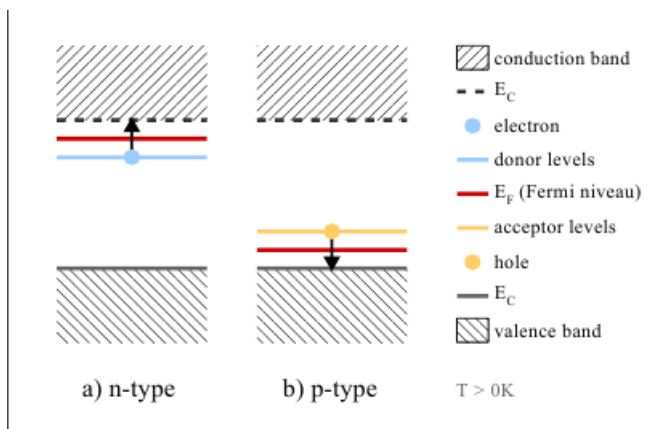


Рисунок 4 – Полупроводники р и n типа

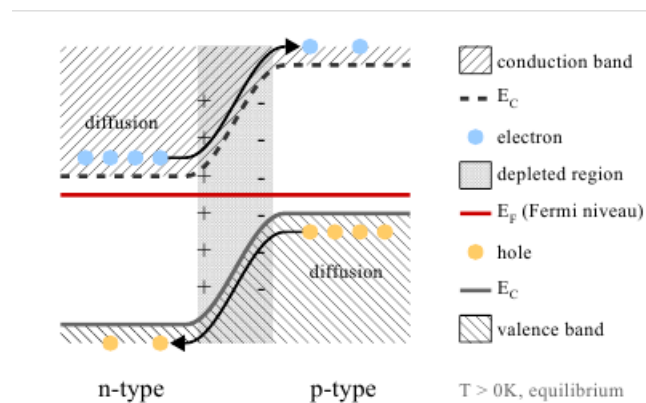


Рисунок 5 – p-n переход

ление с энергетическим разрешением 0.2% при энергии $Q_{\beta\beta} = 2039\text{кэВ}$. Во-вторых, германий является практически радио-чистым. В-третьих, он является одновременно и элементом детектора, и источником (так как изотоп ^{76}Ge испытывает двойной бета-распад).

p-n переход

На рисунке 4 можно видеть принципиальное различие между полупроводниками р и n типа, а на рисунке 5 показана схема p-n 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, или потенциальный барьер для основных носителей заряда. Поэтому электронно-дырочная пара, созданная ионизирующим излучением в пределах обедненного слоя, начинает перемещаться под действием электрического поля, вследствие чего создается сигнал. Из этого следует, что явление p-n перехода хорошо подходит для детектирования.

Взаимодействие частиц с материей

При прохождении частицы через p-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, α -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, поэтому излученные фотоны обладают энергетическими характеристиками, свойственными конкретному изотопу. Взаимодействие с материей происходит по-разному в зависимости от энергии.
 - В случае низких энергий происходит фотоэлектрическое поглощение γ -квантов, которые взаимодействуют с атомами, отдавая всю энергию орбитальному электрону, вследствие чего появляется фотоэлектрон с кинетической энергией $T_e = h\nu - E_{bind}$, а атом ионизируется. Свободное место в электронной оболочке атома 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 (**ФЕР**), 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. Это явление называется комптоновской границей в энергетическом спектре. Зона между комптоновской границей и ФЕР 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 покоя $2m_e c^2$. 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 другим электроном, и в результате появляются 2 аннигиляционных γ -кванта, движущихся в различных направлениях, по 511 кэВ каждый. Важно рассмотреть 3 предельных случая:

- * энергия двух γ -квантов поглощается в детекторе, тогда получается **FEP**
- * один γ -квант поглощается, другой уходит без взаимодействия с материалом детектора, тогда получается **SEP** (одиночный пик выхода), который лежит на 511 кэВ ниже FEP.
- * оба γ -кванта покидают детектор без взаимодействия с веществом, тогда получается **DEP** (пик двойного вылета). Такое событие считается SSE (single site event).

Спектр с изображениями DEP, FEP и SEP показан на рисунке 6.

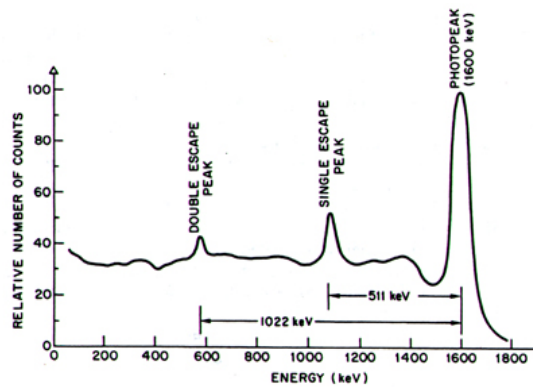


Рисунок 6 – Пример энергетического спектра

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 в детекторе появляется обедненная область при приложении отрицательного напряжения смещения. Сам n+ слой представляет собой площадь

толщиной 1 мм, которая называется мертвым слоем. Основным преимуществом является то, что такой широкий электрод эффективно поглощает внешние воздействия от α , β или γ излучений с низкой энергией, так как их величина проникновения существенно меньше. [4] Контакт $p+$, 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 вещества с управляемым напряжением смещения удобно использовать цилиндрические детекторы, где ядро кристалла частично убрано, оставляя отверстие в центре. Контакт $p+$ расположен внутри отверстия, контакт $n+$ расположен на боковой поверхности. Контакты $p+$ и $n+$ отделены друг от друга специальной канавкой. Эти детекторы используются, в основном, в Фазе I. На рисунке 7 можно видеть схему этих детекторов с учетом поля. Видно, что значительную часть детектора занимает область, в которой и электроны, и дырки имеют весомый вклад в формирование сигнала.

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 $p+$ представляет собой точку на основании цилиндра. Размеры детекторов в 2-3 раза меньше полукоаксиальных. Так как внутри детектора поле более неоднородно, то BEGe детекторы показывают лучшее PSD представление по сравнению с полукоаксиальными детекторами. Носители заряда перемещаются через область с резко меняющимся электрическим полем; электроны по пути к $n+$ электроду в основном перемещаются в области со слабым полем и практически не влияют на форму импульса, тогда как дырки перемещаются сквозь области с сильным полем 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 7.

3.2 Данные с GERDA

Для анализа мы фокусируемся на возможном пике при энергии $Q_{\beta\beta}$; для ^{76}Ge это 2039 кэВ. Спектр энергии с эксперимента GERDA приведен на рисунке 8.

Выделяются ключевые особенности детектирования:

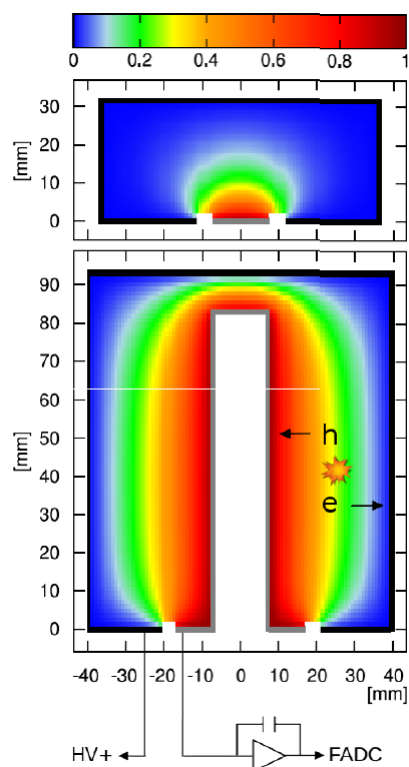


Рисунок 7 – Схема полукоаксиальных (снизу) и BEGe (сверху) детекторов

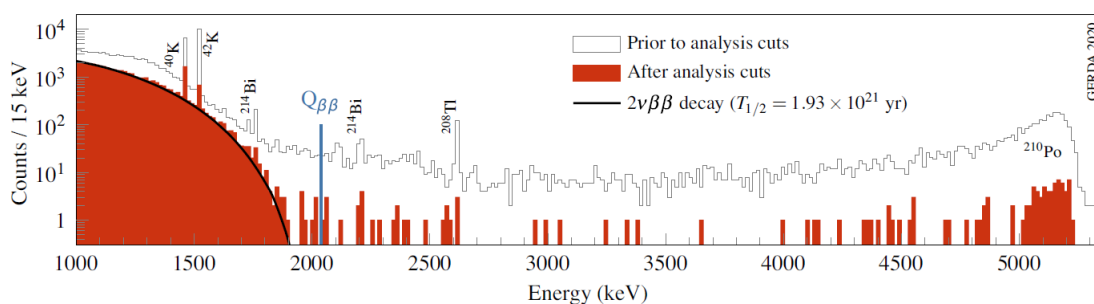


Рисунок 8 – Спектр энергии с эксперимента GERDA

- При энергиях, иеньших примерно 500 кэВ спектр обусловлен распадом ^{39}Ar .
- В интервале энергии 500-1900 кэВ спектр обусловлен $2\nu\beta\beta$.
- Различимы гамма-линии от нескольких изотопов, как, например, ^{40}K , ^{42}K , ^{208}Tl , ^{214}Bi , ^{60}Co , ^{214}Pb , ^{228}Ac . Это используется для калибровок.
- В интервале энергий 1450-1530 кэВ убираются гамма-линии от ^{40}K , ^{42}K
- В интервале энергий 1900-2620 кэВ убираются гамма-линии от ^{214}Bi и ^{228}Th
- Для больших энергий появляются пики около 5 МэВ. Это обусловлено α -распадами ^{226}Ra , ^{222}Rn , ^{218}Po .

Для анализа используется интервал энергий 1930-2190 кэВ (ROI - region of interest).[3]

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 на первом этапе. В эксперименте будут применены лучшие технологии GERDA и эксперимента 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.[2]

4 Разделение по форме импульса для данных с эксперимента GERDA

Временная зависимость токового импульса детектора может быть использована для распознавания фоновых и сигнальных событий. Сигнальные события от $0\nu\beta\beta$ и $2\nu\beta\beta$ распада выделяют энергию в пределах небольшого объема (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). [6] PSD применяется в энергетическом интервале в 1930-2190 кэВ, в котором проводится анализ по $0\nu\beta\beta$. Интервалы 2099-2109 кэВ (SEP от ^{208}Tl) и 2114-2124 кэВ (линия ^{214}Bi) исключаются из анализа по форме импульса. События в интервале энергии $Q_{\beta\beta} \pm 5\text{кэВ}$ (2034-2044 кэВ) также скрыты для анализа, так как в этой области находится потенциальная информация о $0\nu\beta\beta$.

4.1 PSD для BEGe детекторов

Для этих детекторов максимальный сигнал получается, когда дырки достигают считывающего электрода. Электроны вклада в сигнал почти не вносят, так как перемещаются в слабом поле. Из распределения поля дырки достигают считывающего электрода по похожим траекториям вне зависимости от места выделения энергии. Для локализованного выделения

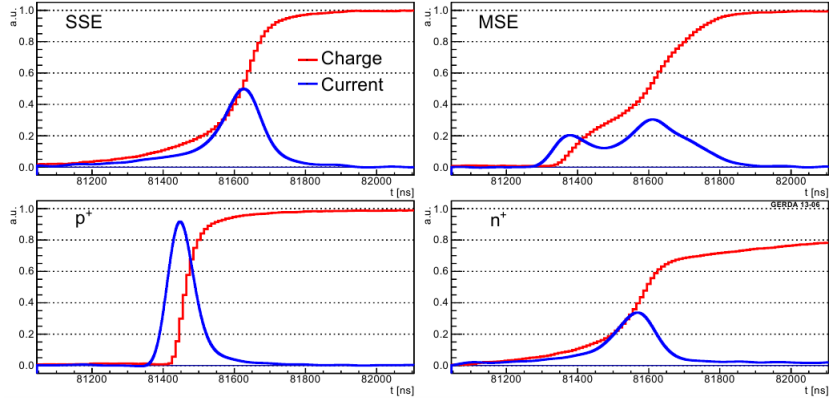


Рисунок 9 – Осциллограммы для MSE, SSE, событий вблизи n^+ и событий вблизи p^+ для BEGe детекторов

энергии амплитуда импульса прямо пропорциональна энергии. Только события вблизи катода нарушают эту зависимость, так как в этом случае электроны тоже играют роль в формировании сигнала. Такое распределение поля делает удобным использование отношения 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) выделение энергии будет в разных местах детектора, то есть будет разное дрейфовое время дырок и электронов, соответственно, будут два или более разделённых во времени импульса. Для такой же энергии максимум амплитуды будет ниже.

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 9.

Благодаря меньшей площади p^+ контакта для BEGe детекторов происходит 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 показан на рисунке 10.

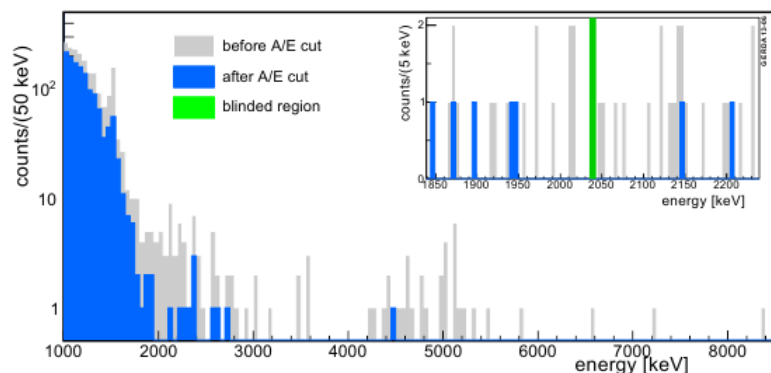


Рисунок 10 – Пример энергетического спектра до и после применения критерия отбора для BEGe

4.2 PSD для полукоаксиальных детекторов

В коаксиальных детекторах из-за распределения поля вклад в формирование сигнала вносят и электроны, и дырки. При выделении энергии вблизи поверхности $n+$ (на рисунке 11) только дырки вносят вклад в сигнал. Напротив, для поверхностных событий на $p+$ максимумы тока достигаются раньше. Но в основном объеме детектора формы импульсов могут иметь различную форму, так как и электроны и дырки вносят вклад в формирование сигнала. 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 11. [6]

Метод, основанный на нейросети, используется для анализа $0\nu\beta\beta$.

Пример спектра до и после отбора можно видеть на рисунке 12.

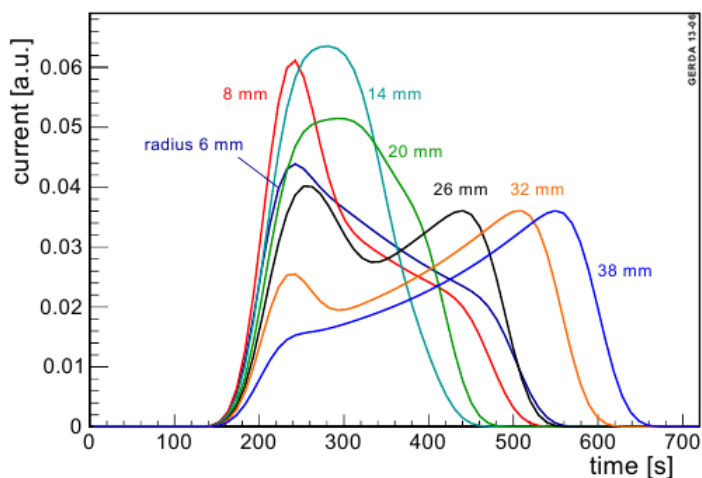


Рисунок 11 – Осциллограмма для SSE для полукоаксиальных детекторов

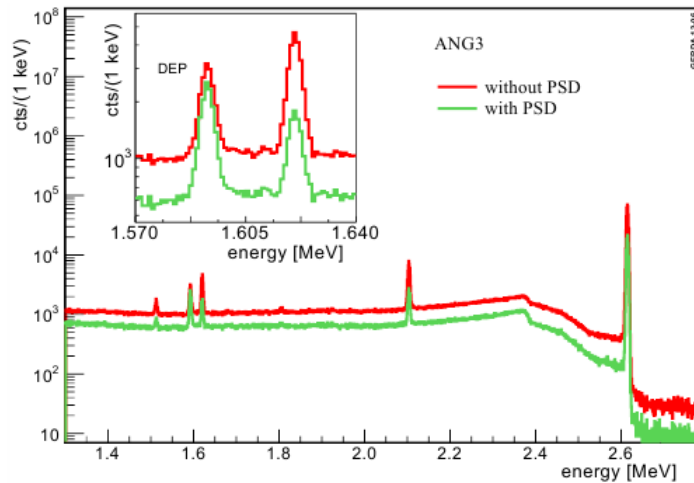


Рисунок 12 – Пример энергетического спектра до и после применения критерия отбора для полукоаксиальных детекторов

5 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}Th (рисунок 13) содержит пик (FEP) на 2614.5 кэВ от распада ^{208}Tl . Пик двойного вылета (DEP, 1592.5 кэВ) этой линии используется как указатель на одиночное событие (SSE), в то время как пик полной энергии (FEP, 1620.7 кэВ) от распада ^{212}Bi является многократными событиями (MSE). Получаемые детекторами импульсы (DEP от распада ^{208}Tl и FEP от распада ^{212}Bi) являются данными для тренировки нейросети.

Недостатком является то, что DEP-события неравномерно распределены внутри детектора, как должно быть при $0\nu\beta\beta$. Из-за вылета двух фотонов с энергией 511 кэВ такие события происходят в основном близко к поверхности детектора. События, обусловленные комптоновским рассеянием, покрывают большой интервал энергий и содержат большую долю SSE-событий, поэтому они используются для улучшения PSD-методов. События от $2\nu\beta\beta$ распределены равномерно, и это является дополнительной проверкой эффективности детектирования. [6]

6 Формы импульсов для полукоаксиальных детекторов

На рисунке 14 представлены возможные формы импульсов в зависимости от места выделения энергии в полукоаксиальном детекторе. Исходя из распределения электрического поля в полукоаксиальных детекторах (рисунок 7), импульсы событий, отмеченных розовым, отличить друг от друга

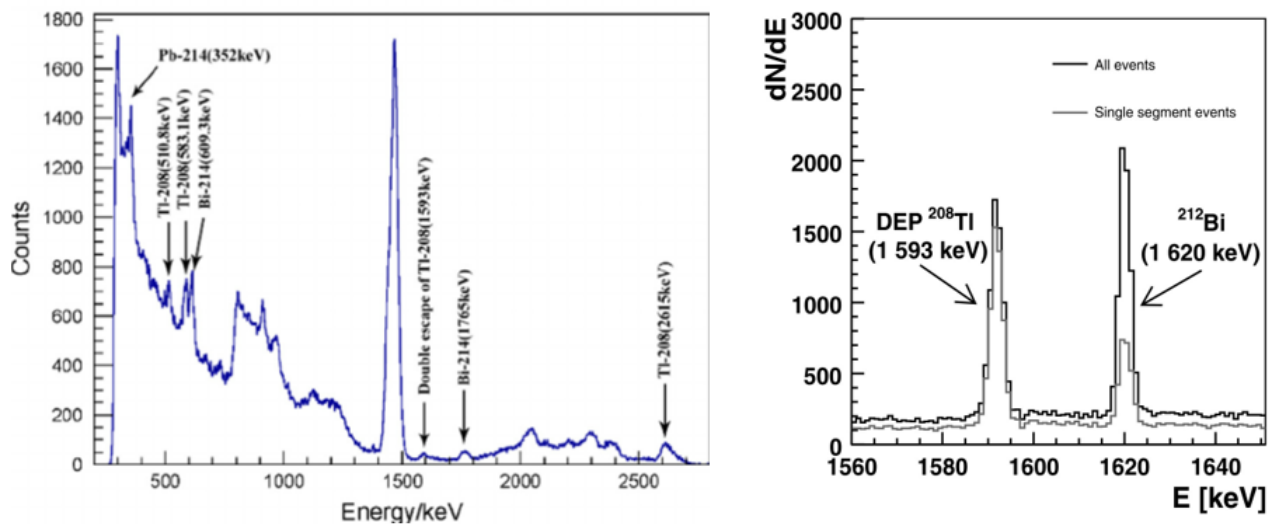


Рисунок 13 – Энергетический спектр ^{228}Th

нельзя, хотя события произошли на расстоянии нескольких сантиметров друг от друга. В этой области сумма расстояний, который проходят электроны и дырки до электродов, постоянна. Время собирания заряда зависит как от электронов, так и от дырок. Так как скорость дрейфа дырок меньше скорости дрейфа электронов, наиболее быстрыми сигналами в этой области являются сигналы от события, которое отмечено коричневым цветом. Если событие произошло рядом с отверстием (оно показано синим и оранжевым цветом), то есть максимально близко к электродам, заряд соберется быстрее всего. Если событие произошло рядом с катодом (красный цвет), дырки достигают анода очень быстро, тогда как электроны перемещаются к аноду. В этом случае заряд собирается быстрее, чем в случае выделения энергии вдоль отверстия (зеленый цвет), но медленнее, чем в случае события, отмеченного синим цветом. События от альфа-частиц в канавке (болотный цвет) дают самое быстрое собирание заряда. [5]

7 Принцип работы нейронной сети

Нейронная сеть - математическая модель, построенная по принципу организации и функционирования сетей нервных клеток живого организма.

На рисунке 15 представлена схема нейросети. Синим цветом обозначен входной слой (входные параметры), зеленым - скрытый слой, и красным - выходной слой. Слоем называется совокупность нейронов (нейрон - вычислительная единица). В ходе тренировки нейросети входным параметрам присваиваются **случайные** веса w_i , и сумма входных параметров с учетом весов поступает на вход скрытому слою. Таким образом, входными данными для скрытого нейрона H_1 (рисунок 16) являются $H_{1input} = I_1 * w_1 + I_2 * w_2$.

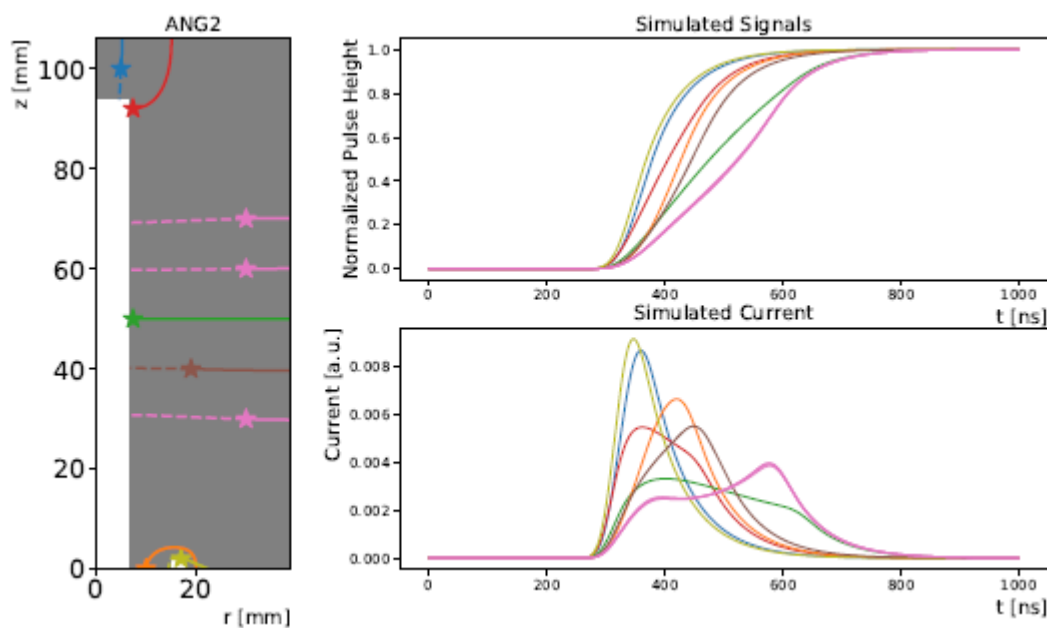


Рисунок 14 – Возможные формы импульсов для разных мест выделения энергии в полукоаксиальном детекторе. Звездочками обозначены события, пунктиром - траектории, вдоль которых перемещаются дырки, сплошной линией - траектории, вдоль которых перемещаются электроны

Далее в скрытом слое на полученные данные действуют функцией активации для нормализации результата. [7] Получив какой-то результат, нейросеть вычисляет ошибку (различие между полученным результатом и реальным) и затем начинает менять веса, минимизируя эту ошибку (например, методом градиентного спуска). Таким образом, меняя веса, нейросеть пропускает данные определенное количество раз через все слои и тем самым обучается.

По завершении процесса обучения в задаче классификации нейросеть выдает "вероятность" каждого события принадлежать к тому или иному классу.

В роли метрик качества в задаче классификации могут использоваться следующие метрики:

1. accuracy = $\frac{TP + TN}{TP + TN + FP + FN}$ - доля правильных ответов алгоритма.
2. precision = $\frac{TP}{TP + FP}$ - точность, то есть доля объектов, отнесенных алгоритмом к определенному классу, при этом действительно принадлежащих к этому классу.
3. recall = $\frac{TP}{TP + FN}$ - полнота, то есть доля объектов, принадлежащих к определенному классу, которую нашел алгоритм, из всех объектов данного класса.
4. f1 = $2 \cdot \frac{\text{precision} \cdot \text{recall}}{\text{precision} + \text{recall}}$ - среднее гармоническое между precision и recall.

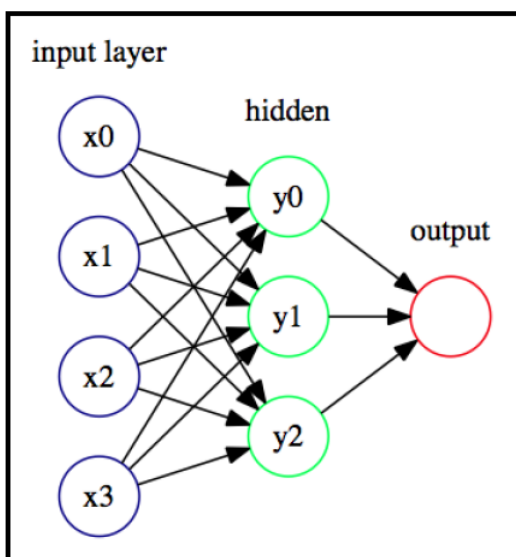


Рисунок 15 – Схема нейросети с одним скрытым слоем

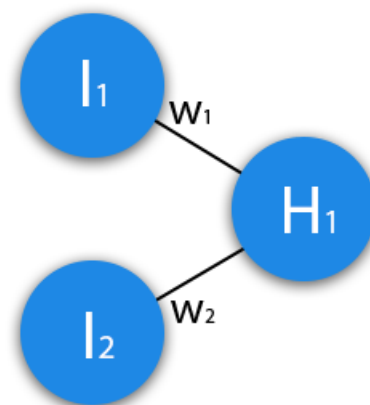


Рисунок 16 – Пример работы нейронной сети

- ROC-кривая. Кривая строится в координатах ($FPR = \frac{FP}{TN + FP}$ и $TPR = \frac{TP}{FN + TP}$). В идеальном случае, когда классификатор не делал ошибок, то есть $FPR = 0$ и $TPR = 1$, мы получим, что площадь под кривой равна 1. Каждая точка графика соответствует выбору порога принадлежности каждого события к конкретному классу.

8 Анализ данных, полученных на эксперименте GERDA

Была использована нейросеть на базе библиотеки PyTorch [8], ранее используемая в задаче классификации при работе с калибровочными данными. Был проведен анализ Монте-Карло данных, сгенерированных для двух полукоаксиальных детекторов (ANG5 и RG2) в эксперименте GERDA, с целью использования обученной на этих данных нейросети для разделения фоновых и сигнальных событий в физических (калибровочных) данных эксперимента. На основе Монте-Карло данных были построены сгенерированные формы импульсов для этих детекторов (рисунок 17).

Из сравнения форм импульсов для Монте-Карло данных (рисунок 17) с данными калибровок (рисунок 18) видно, что форма импульса, полученная в Монте-Карло симуляциях, не повторяет поведение формы импульса событий, полученных в реальных данных. Мы относим это к проблемам с моделированием поведения электронно-считывающего тракта детектора.

Нейросеть, обученная на полученных Монте-Карло данных (рисунок 17), оказывается несостоятельной для физических (калибровочных) дан-

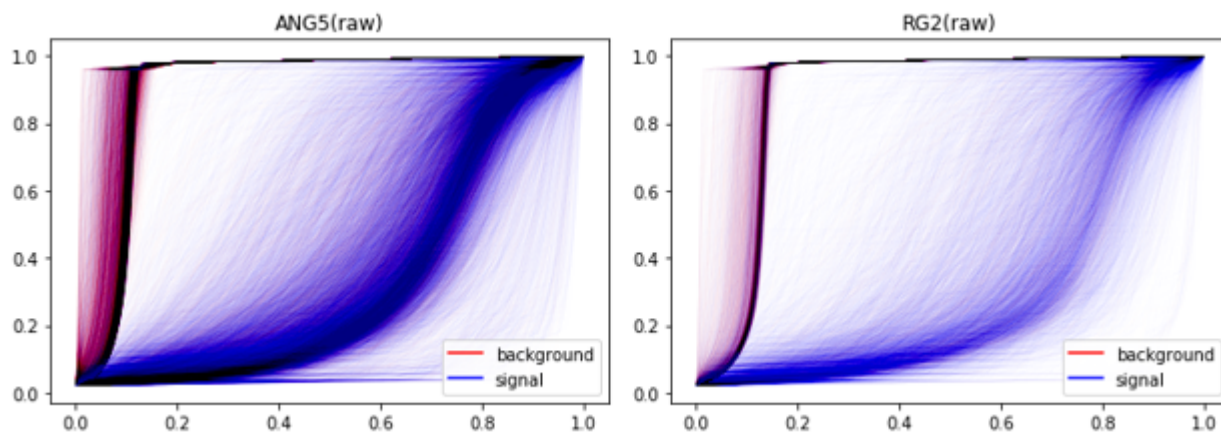


Рисунок 17 – Формы импульсов для Монте-Карло данных

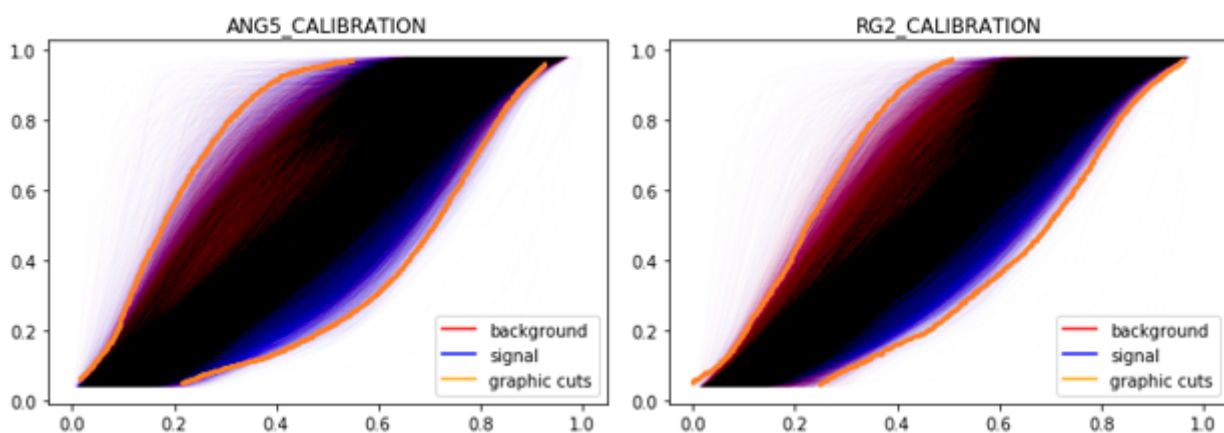


Рисунок 18 – Формы импульсов, полученные на эксперименте GERDA, с границей области графического критерия отбора

ных, поэтому мы не можем использовать эту выборку для обучения модели.

Была предпринята попытка выделения из всей выборки только тех событий, которые имеют удовлетворительную (то есть похожую на калибровки) форму импульса и использовать их в качестве обучающего набора данных.

Таким образом, были отброшены события с площадью под кривой больше 0.85, а также события, не удовлетворяющие графическому критерию отбора, который основан на формах импульсов для калибровочных данных (рисунок 18).

Так как после описанного отбора фоновых событий стало мало по сравнению с сигнальными (рисунок 19), фоновые импульсы были размножены по принципу нахождения среднего арифметического для каждой координаты двух случайно взятых импульсов. Таким же образом были размножены сигнальные импульсы. Такой подход обеспечивает разнообразие форм импульсов и положение этих импульсов в пределах области графического

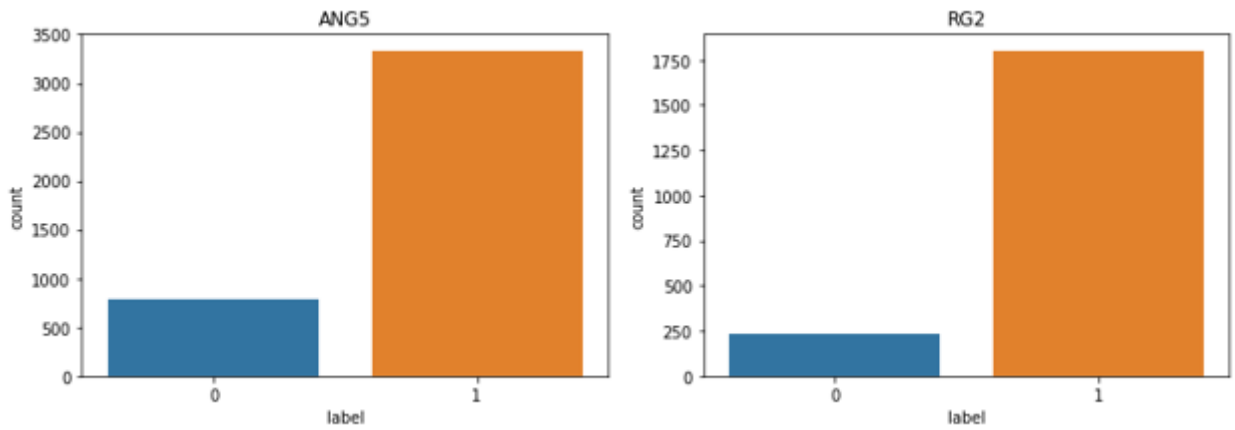


Рисунок 19 – Соотношение сигнальных и фоновых событий после применения критерия отбора

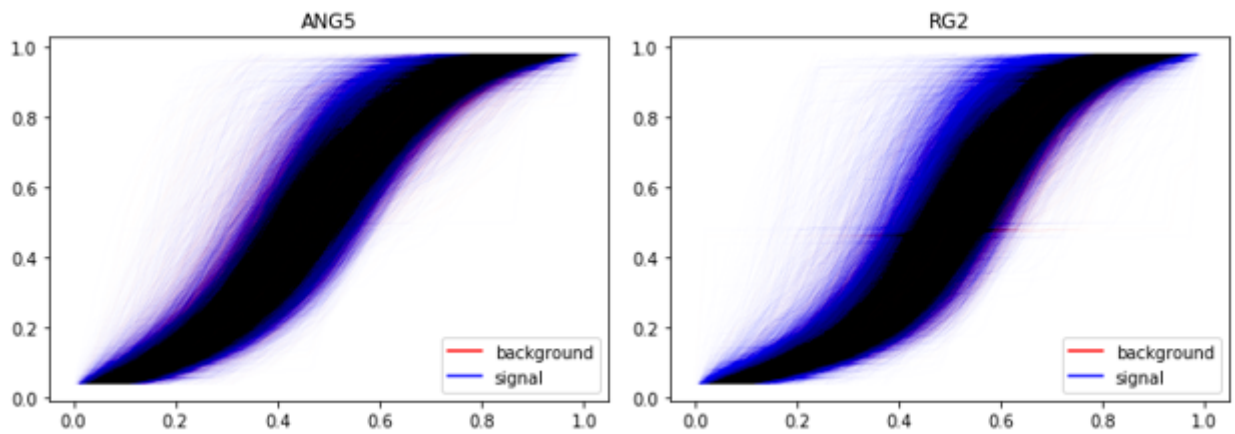


Рисунок 20 – Формы импульсов для Монте-Карло данных после преобразований

отбора. На рисунке 20 показаны формы импульсов после описанных преобразований.

8.1 Обучение и проверка нейросети на Монте-Карло данных

Обучение нейросети на Монте-Карло данных и последующая проверка на выборке из этого же набора данных дала следующие результаты: таблица 1, рисунки 21 и 22.

Сеть дает очень хорошее разделение сигнала и фона.

Таблица 1 – Результаты, полученные нейросетью для разных детекторов при проверке нейросети на Монте-Карло данных. Background rejection = 90%

Детектор	accuracy	roc_auc	f1
ANG5	0.85	0.94	0.85
RG2	0.93	0.98	0.92

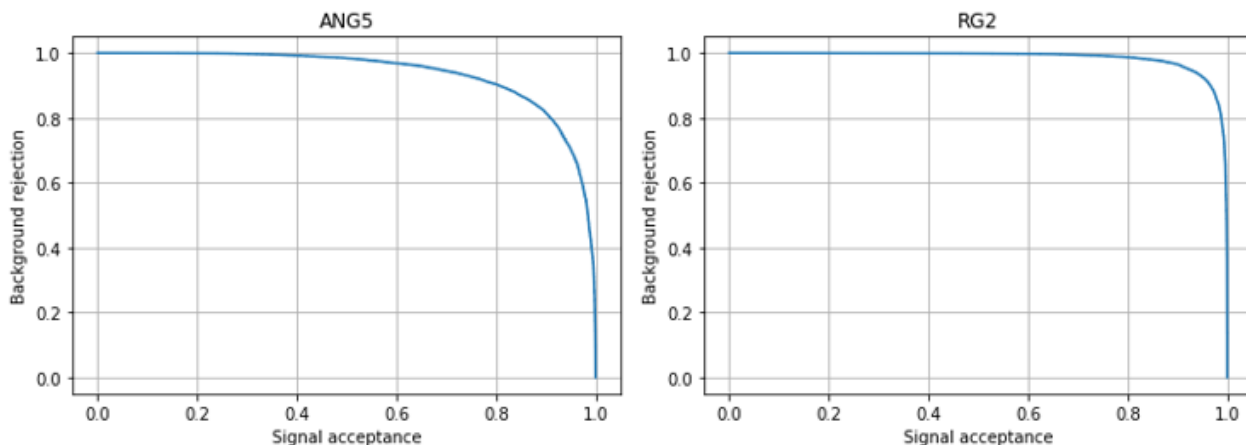


Рисунок 21 – ROC-кривые для разных детекторов при проверке нейросети на Монте-Карло данных. Background rejection - TNR (1-FPR), signal efficiency - TPR

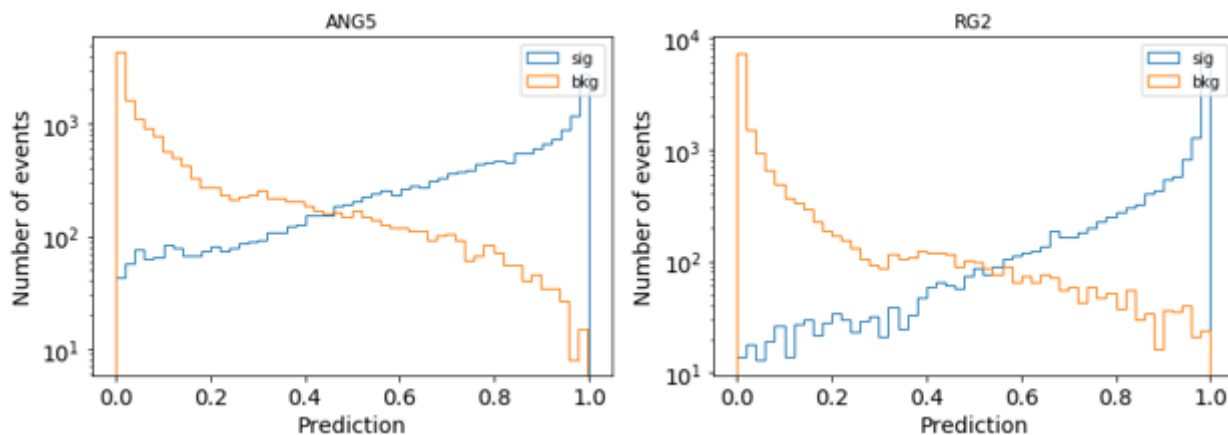


Рисунок 22 – Разделение сигнала и фона для разных детекторов при проверке нейросети на Монте-Карло данных

8.2 Обучение нейросети на Монте-Карло данных и проверка на физических (калибровочных) данных

После проверки на физических (калибровочных) данных нейросети, обученной на Монте-Карло данных, она оказалась неспособна отличать сигнал от фона (рисунок 23).

Такая несостоятельность может быть объяснена плохим соответствием

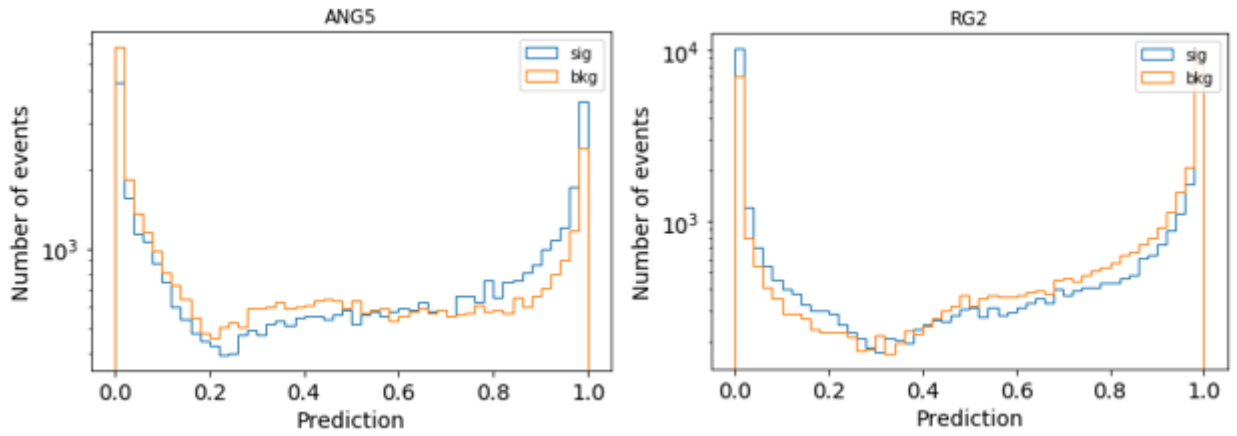


Рисунок 23 – Разделение сигнала и фона для разных детекторов при проверке нейросети на физических данных

Монте-Карло и калибровочных данных, так как нейронная сеть работает на других данных, о чем говорят, например, хорошие результаты, полученные выше.

На рисунках 24 и 25 видно, что импульсы от Монте-Карло данных "растут" значительно быстрее импульсов от калибровочных данных, что говорит о несоответствии Монте-Карло и калибровок. Объяснением такого несоответствия может являться проблема с моделированием поведения электроники.

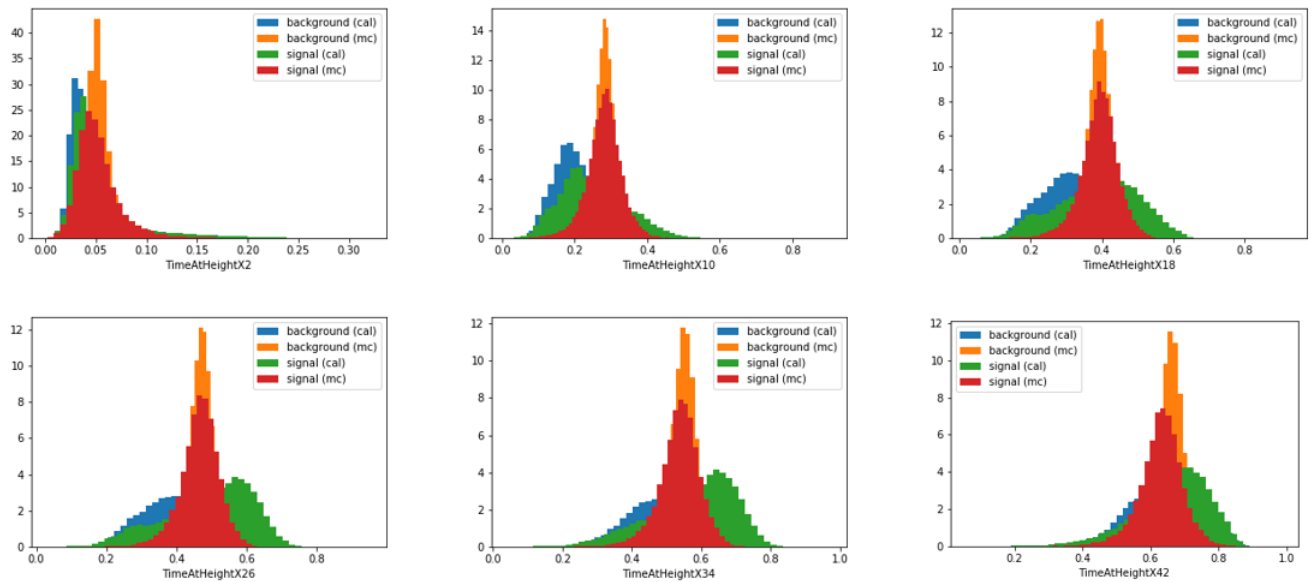


Рисунок 24 – Гистограммы некоторых параметров TimeAtHeightX для детектора ANG5

В дальнейшем в качестве альтернативы Монте-Карло симуляциям будет проведена работа по генерации импульсов с помощью нейросетей GAN (generative adversarial networks).

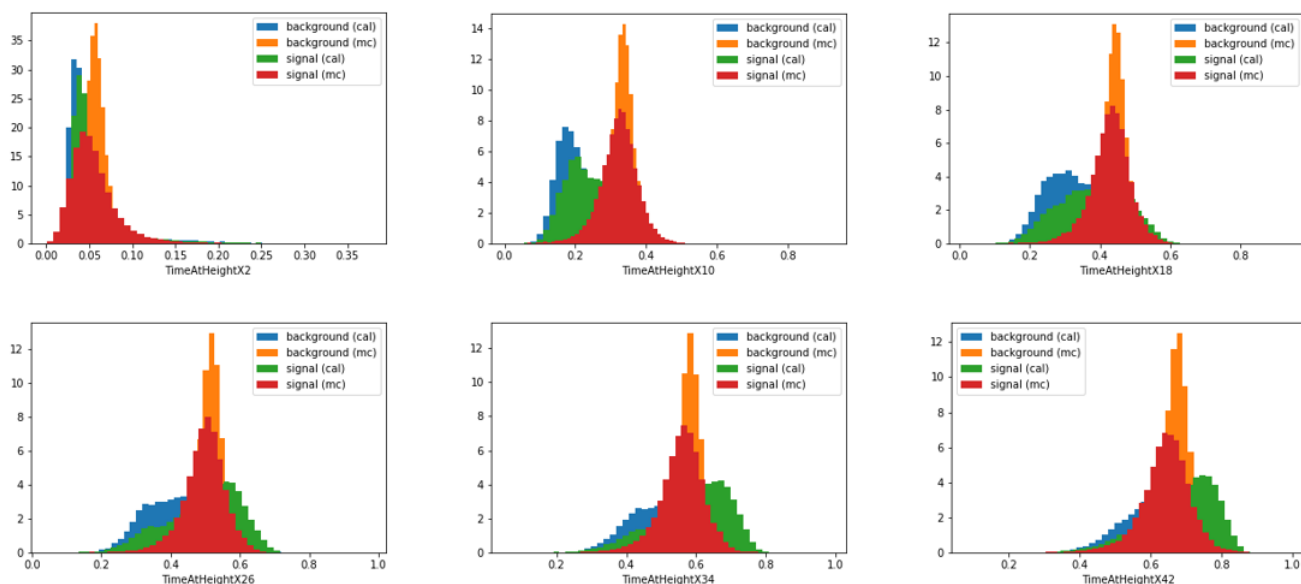


Рисунок 25 – Гистограммы некоторых параметров TimeAtHeightX для детектора RG2

9 Генеративно-сопоставительная сеть (GAN)

Генеративное моделирование - это задача машинного обучения без учителя (неконтролируемое обучение), которая заключается в автоматическом обнаружении закономерностей и зависимостей во входных данных, которые можно было бы использовать для генерации на выходе новых примеров, которые могли бы быть правдоподобно присутствовать в оригинальном наборе данных. Хорошая генеративная модель может генерировать новые примеры, которые не просто правдоподобны, а неотличимы от реальных примеров из области входных данных. [1]

Генеративно-сопоставительные сети (Generative adversarial network, GAN) представляют собой подход к генеративному моделированию с использованием методов глубокого обучения. GAN представляют собой способ обучения генеративной модели, сводящий задачу к контролируемому процессу обучения (обучение с учителем), и состоящий из двух подмоделей: модели генератора, которую мы обучаем генерировать новые примеры на основе поданного на вход шума, и модели дискриминатора, которая пытается классифицировать примеры как реальные (из реальной выборки) или поддельные (сгенерированные).

Модель генератора принимает случайный вектор фиксированной длины в качестве входных данных и генерирует выборку. Вектор взят случайным образом из гауссовского распределения, и он используется для начального процесса генерации. После обучения, точки в этом многомерном векторном пространстве будут соответствовать точкам в исходной области, образуя сжатое представление распределения данных. После обучения модель генератора сохраняется и используется для генерации новых приме-

ров.

Модель дискриминатора берет пример из области входных данных (действительный или сгенерированный) и предсказывает двоичную метку класса реального или поддельного (сгенерированного). Реальный пример берется из учебного набора данных. Сгенерированные примеры выводятся моделью генератора. Дискриминатор – это классификационная модель.

Генератор и дискриминар обучаются одновременно, и веса генератора обновляются в зависимости от того, насколько хорошо работает дискриминатор. После процесса обучения используется только модель генератора.

Таким образом, планируется применить GAN для генерации импульсов на основе нескольких калибровочных или Монте-Карло форм и дальнейшее обучение нейросети на этой выборке. Пример моделирования форм импульсов с использованием GAN показаны на рисунке 26.

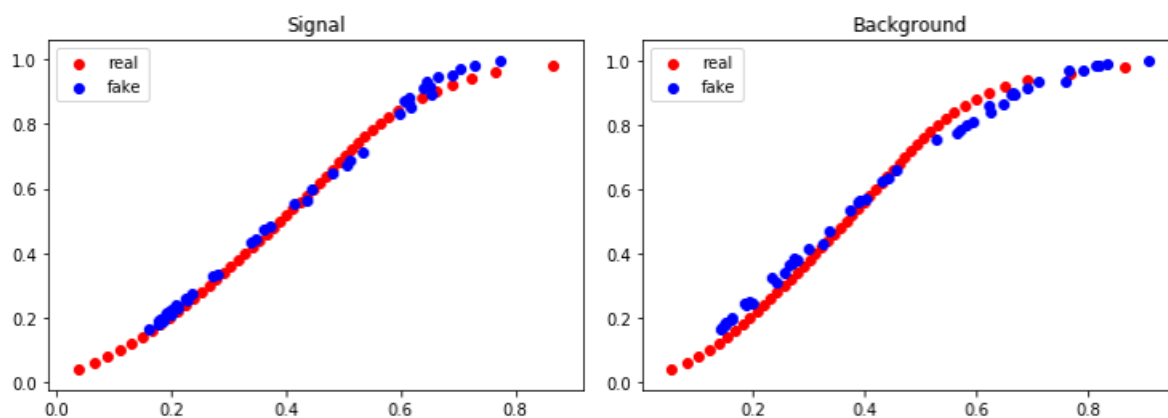


Рисунок 26 – Пример использования сети GAN для моделирования импульсов на основе калибровочных данных

10 Заключение

В ходе работы был проведен анализ Монте-Карло данных для двух полукоаксиальных детекторов эксперимента GERDA. На этих данных была обучена нейросеть, ранее используемая для анализа, основанного на калибровочных данных. Для лучшего представления нейросети к данным были применены различные критерии отбора. Нейросеть показывает очень хорошее разделение сигнальных и фоновых событий при обучении и проверке на Монте-Карло данных (рисунки 21, 22 и таблица 1). Однако нейросеть, обученная на Монте-Карло данных, оказалась неспособной разделить сигнальные и фоновые события в физических (калибровочных) данных (рисунок 23). Это можно объяснить плохим соответствием Монте-Карло и калибровочных данных (рисунки 24 и 25), что говорит о трудностях в Монте-Карло моделировании для полукоаксиальных детекторов.

В дальнейшем будут смоделированы импульсы с использованием нейросетей GAN (рисунок 26) на основе калибровочных и Монте-Карло данных, что будет являться альтернативой выборке из Монте-Карло данных. На них будет проверена работа нейросети.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Brownlee J.* Generative Adversarial Networks with Python. — 2019. — P. 637.
2. *D'Andrea V.* Neutrinoless Double Beta Decay Search with ^{76}Ge : Status and Prospect with LEGEND // 54th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories. — 05/2019.
3. Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Dec. — Vol. 125, issue 25. — P. 252502.
4. *Kirsch A.* Search for the neutrinoless double beta-decay in Gerda Phase I using a Pulse Shape Discrimination technique. — 2014. — Jan.
5. *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.
6. Pulse shape discrimination for GERDA Phase I data / M. Agostini [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2013. — Vol. 73, no. 10. — P. 2583.
7. Python Deep Learning / I. Vasilev [et al.]. — Packt Publishing, 2019. — P. 378.
8. PyTorch. — URL: <https://pytorch.org>.
9. *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.