

Объединенный институт ядерных исследований

На правах рукописи

Степаненко Юрий Юрьевич

**Методы увеличения эффективности регистрации
редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ в эксперименте E391a**

Специальность: 01.04.16 - Физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2019

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник ЛЯП ОИЯИ
Русакович Николай Артемьевич

Официальные оппоненты: **Смирнова Лидия Николаевна**
доктор физико-математических наук,
профессор Московского государственного
университета имени М. В. Ломоносова

Щегельский Валерий Андреевич
доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник
ФГБУ «Петербургский институт ядерной
физики имени Б. П. Константинова»
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Ведущая организация: Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»

Защита состоится «____» _____ 2019 года в ____ часов на заседании
диссертационного совета Д 720.001.03 в Лаборатории ядерных проблем им.
В. П. Дзелепова Объединенного института ядерных исследований по адресу:
141980 г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института
ядерных исследований и на сайте: http://www.info.jinr.ru/announce_disser.htm

Автореферат разослан «____» _____ 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 720.001.03,
доктор физико-математических наук

Карамышева
Галина Анатольевна

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Исследования механизмов нарушения CP -инвариантности играют важную роль для понимания и построения современной теории элементарных частиц. В рамках Стандартной Модели эффект CP -нарушения объясняется лишь наличием комплексной фазы в матрице Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (матрица КKM). Определение параметров этой матрицы в экспериментах по изучению слабых распадов является одной из главных задач физики высоких энергий, так как они позволяют более точно оценить величину CP -нарушения. Однако уровень предсказаний значения величины CP -нарушения в рамках Стандартной Модели является слишком низким и не может полностью объяснить наблюдаемое соотношение вещества и антивещества во Вселенной. Возможно, для объяснений этого дисбаланса необходимо существование новых физических процессов за рамками Стандартной Модели, которые будут являться дополнительными механизмами или источниками нарушения CP -симметрии.

Редкий распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, считается идеальным процессом для изучения величины эффекта прямого CP -нарушения симметрии в рамках Стандартной Модели. Значение относительной вероятности распада $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ напрямую связано с вкладом CP -нарушающей компоненты η матрицы КKM и позволяет с высокой точностью измерить ее величину (теоретическая неопределенность составляет $\sim 1-2\%$), что является критическим тестом проверки параметров Стандартной Модели и поиска проявлений Новой физики. Этот распад является ультраредким и еще не открыт, экспериментально определен только верхний предел его относительной вероятности. Согласно предсказаниям Стандартной Модели относительная вероятность распада составляет: $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (3.00 \pm 0.30) \times 10^{-11}$.

Первым в мире экспериментом посвященным прямому изучению распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ является эксперимент E391a, который был проведен в Организации по изучению высокоэнергетических ускорителей (КЕК) в Японии. В результате финального этапа обработки накопленных данных, был получен экспериментальный верхний предел вероятности распада: $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8}$ (90% C.L.) (C.L. – Confidence Level – уровень достоверности).

Регистрация распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ является сложной экспериментальной задачей и сопровождается серьезными техническими трудностями, т. к. он характеризуется малой вероятностью и протекает на фоне большого количества других событий, которые в конечном состоянии могут имитировать сигнальный распад.

Данные обстоятельства налагают высокие требования на методы и алгоритмы анализа данных, т.к. они должны обеспечивать максимально глубокое выделение сигнальных событий ($S - signal$) - кандидатов на исследуемый распад, и одновременно эффективное подавление фоновых

($N - noise$). Это являлось важным фактором успеха эксперимента E391a для достижения максимальной чувствительности установки к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

Одним из главных критериев при идентификации и оценке эффективности отбора событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в анализе данных являлось значение величины S/N .

Цель и задачи работы

Целью диссертационной работы является разработка новых методов анализа данных эксперимента E391a, позволяющих увеличить чувствительность установки к искомому распаду и улучшить значение величины S/N .

Для достижения цели исследования, необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать основные характеристики сигнальных и фоновых событий в эксперименте.
2. Проанализировать распределения величин, применяемых в анализе данных для разделения фоновых и сигнальных событий.
3. Разработать новые эффективные критерии отбора событий для выделения сигнальных и подавления фоновых процессов.
4. Для улучшения значения величины S/N провести оптимизацию критериев отбора для всех величин, используемых в анализе данных.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Модернизация и доработка метода восстановления угла попадания γ -квантов в главный CsI-калориметр установки E391a с использованием обобщённо-регрессионной нейронной сети (GRNN - Generalized Regression Neural Network).
2. Процедура восстановления вершины распада и инвариантной массы распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma\gamma$ на основе информации о восстановленных углах попадания γ -квантов в калориметр установки.
3. Метод автоматической оптимизации критериев отбора событий в эксперименте E391a, основанный на применении метода генетического программирования.
4. Повторный анализ данных эксперимента E391a с использованием методов восстановления угла попадания γ -кванта в калориметр при помощи нейронной сети и автоматической оптимизации критериев отбора событий на основе генетических алгоритмов.

Научная новизна и практическая значимость

1. Метод восстановления угла попадания γ -квантов в калориметр установки позволил получить новые переменные для отбора событий в анализе данных эксперимента: $\Delta\theta_{\gamma 1}$, $\Delta\theta_{\gamma 2}$ – разность между углом,

восстановленным нейронной сетью и углом, полученным в предположении того, что инвариантная масса двух γ -квантов равна массе π^0 .

2. Впервые в эксперименте E391a были получены распределения по инвариантной массе распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma\gamma$. Внедрение в анализ данных значений восстановленной массы позволило улучшить разделение сигнальных и фоновых событий.
3. Разработан новый метод оптимизации критериев отбора событий, позволяющий в автоматическом режиме на основе эволюционных вычислений находить наиболее подходящие оптимальные решения (критерии отбора) на основе значений величины S/N .
4. В результате интеграции разработанных методик и применения их в повторном анализе данных эксперимента, был получен 65% прирост в чувствительности установки E391a к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

Разработанные методы могут быть с успехом применены в анализе данных эксперимента КОТО, который проводится на сегодняшний день на ускорительном комплексе J-PARC в Японии. Эксперимент КОТО является продолжением эксперимента E391a и основан на аналогичной методике регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

Личный вклад соискателя в решении задач диссертации и получении основных результатов работы является определяющим.

Апробация и достоверность результатов

По теме диссертации было опубликовано девять работ [1-9], пять из которых изданы в реферируемых журналах, рекомендованных ВАК и входят в базу данных Scopus и РИНЦ. Результаты были представлены на следующих семинарах и международных конференциях:

1. Результаты исследований многократно докладывались на рабочих совещаниях коллаборации E391a: E391a video meeting (2008-2011), Дубна, Россия, E391a collaboration meeting (2008-2011), Цукуба, Япония.
2. XIV научная конференция молодых ученых и специалистов ОМУС-2010. Дубна, Россия. Восстановление массы π^0 в событиях $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ эксперимента E391.
3. Гомельский научный семинар по теоретической физике, посвященный 100-летию со дня рождения Ф.И. Федорова, 20-22 июня 2011, Гомель, Беларусь. Некоторые особенности методики повторного анализа данных эксперимента E391.
4. The 2012 European School of High-Energy Physics, Анжер, Франция. Search for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay at E391 experiment.
5. КОТО collaboration meeting, 22.02.2013, Цукуба, Япония. E391a reanalysis

6. XVII научная конференция молодых ученых и специалистов ОМУС-2013, Дубна, Россия. Methods of increasing the efficiency of registration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay in E391 experiment.
7. NEC-2013, Варна, Болгария. Methods for increasing the efficiency of registration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay in the E391 experiment.
8. Семинар ЛЯП, 01.04.2015. Методика увеличения эффективности регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в эксперименте E391.
9. 43-я сессия Программно-консультативного комитета по физике частиц, 15-16 июня 2015, Дубна, Россия. Methods of increasing the efficiency of registration of the rare decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ in the E391 experiment.
10. 118-я сессия Ученого совета ОИЯИ, 24-25 сентября 2015, Дубна, Россия. Methods of increasing the efficiency of registration of the rare decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ in the E391 experiment.
11. XXI Международная научная конференция молодых ученых и специалистов, 2-6 октября 2017, Дубна, Россия. Methods for increasing the efficiency of registration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay in E391 experiment.
12. XIV Международная научная конференция «Молодежь в науке–2.0'17», 30 октября–2 ноября 2017, Минск, Беларусь. Увеличение эффективности регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в эксперименте E391.
13. VII ежегодная конференция молодых ученых и специалистов «Алушта-2018». Методы увеличения эффективности регистрации редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в эксперименте E391.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 119 страниц, включает в себя 67 рисунков и 9 таблиц. Список литературы содержит 79 наименований.

Содержание работы

Во **введении** описывается актуальность темы исследования, сформулированы основные цели и задачи работы, представлены положения, выносимые на защиту, а также научная новизна, практическая значимость и апробация полученных результатов.

В **первой главе** представлены теоретические особенности изучения редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. В частности, представлены результаты изучения *CP*-нарушения в системе нейтральных каонов, дается теоретическое описание этого явления в рамках Стандартной Модели. Отмечены основные свойства

распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и его связь с параметрами матрицы кваркового смешивания ККМ, дано теоретическое предсказание распада в рамках Стандартной Модели. Далее в главе даются предсказания $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ в некоторых моделях, выходящих за рамки Стандартной Модели, а в заключительной части представлена история экспериментального поиска данного распада.

Вторая глава посвящена описанию эксперимента E391a. В главе представлена методика регистрации событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в эксперименте, описана система формирования пучка K_L^0 -мезонов и его основные характеристики, представлены особенности конструкции основных детекторов установки, системы триггера и сбора данных. Также представлена информация о сеансах набора физических данных эксперимента E391a и особенностях их проведения.

В эксперименте E391a поиск событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ основан на регистрации детекторами установки сигналов от продуктов распада K_L^0 -мезонов "на лету" по схеме $K_L^0 \rightarrow \pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) + \nu \bar{\nu}$ ("ничего"). Энергия и координаты двух образовавшихся γ -квантов от распада π^0 измерялись электромагнитным CsI-калориметром установки, а "ничего" подтверждалось отсутствием сигнала в герметичной вето системе детекторов, которая полностью окружала распадную область установки. Вершина распада Z_{vtx} восстанавливалась на оси пучка ($X_{vtx} = Y_{vtx} = 0$) в предположении о том, что инвариантная масса двух зарегистрированных γ -квантов равна массе π^0 . Чтобы уменьшить неопределенности в реконструкции координаты вершины распада в эксперименте был использован узкий коллимированный пучок, который в передней плоскости калориметра (~ 18 метров от мишени) имел сечение $\sigma = 40$ мм. Одним из критериев при идентификации сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ являлось наличие восстановленной вершины распада Z_{vtx} и поперечного импульса P_T в "сигнальной области", которая представляет собой ограниченную кинематическую область прямоугольной формы в плоскости (Z_{vtx}, P_T) (рис. 1).

Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ характеризуется малым значением парциальной ширины ($\sim 10^{-11}$) и протекает на фоне большого количества других событий, которые в конечном состоянии могут его имитировать. Можно выделить две основные группы таких процессов: фоновые распады K_L^0 -мезона по другим каналам и фоновые события от взаимодействий частиц пучка.

На рисунке 2 представлена схема экспериментальной установки E391a. Электромагнитный CsI-калориметр регистрировал энергию и координаты попадания γ -квантов от распадов π^0 и был расположен в конце распадной зоны установки (передняя плоскость CsI соответствует $Z_{CsI} = 614,8$ см). Система вето детекторов была расположена цилиндрически вокруг оси пучка, герметично окружала распадную область K_L^0 -мезонов и служила для подтверждения отсутствия дополнительного сигнала в установке.

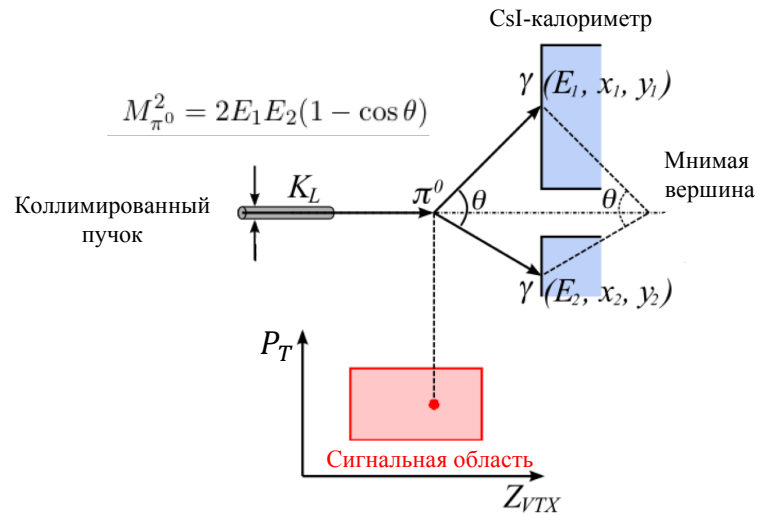


Рисунок 1 - Схематическое изображение восстановления вершины распада π^0 . Красным прямоугольником отмечена сигнальная область в плоскости (Z_{VTX}, P_T) .

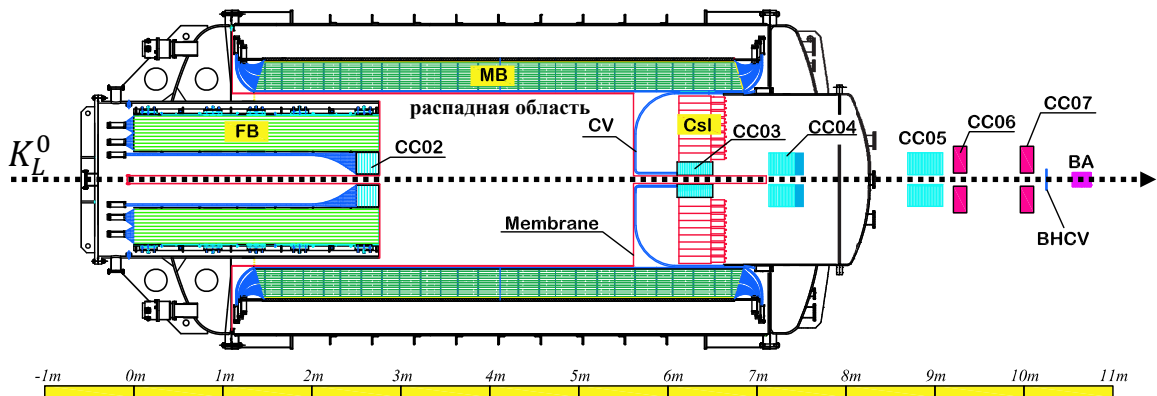


Рисунок 2 - Схема экспериментальной установки E391a.

Главный CsI-калориметр представлял собой сборку из кристаллов CsI, которые были уложены параллельно друг другу вдоль оси пучка в цилиндрическую конструкцию с внутренним диаметром 1.9 м. (рис. 3). В центре калориметра располагался детектор CC03 (Collar Counter 03) с отверстием для пучка размером 12см × 12см. Вокруг детектора CC03 были расположены 24 кристалла размером 5см × 5см × 50см ($= 27X_0$), которые были взяты из эксперимента KTeV. Основная часть калориметра была собрана из 496 кристаллов размером 7см × 7см × 30см ($= 16X_0$). Для того чтобы заполнить пространство между основными кристаллами и цилиндрической крепежной конструкцией было использовано 56 обычных кристаллов, грани которых были сточены в форме трапеций. Все остальные промежутки были заполнены 24 сэндвич-калориметрами, состоящих из слоев свинца и сцинтиллятора.

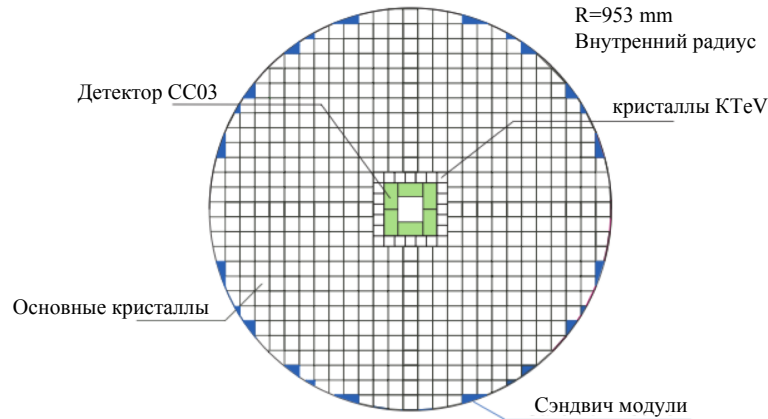


Рисунок 3 - Расположение кристаллов калориметра.

Измеренное энергетическое разрешение калориметра эксперимента составило:

$$\frac{\sigma_E}{E(\text{GeV})} \sim \frac{1,2\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1\%. \quad (1)$$

Детектор главный баррель (МВ - Main Barrel) цилиндрически окружал распадную область установки (рис. 2) и предназначался для регистрации событий от распадов K_L^0 и других взаимодействий.

Передний баррель (FB - Front Barrel) был расположен в передней части установки (рис. 2) и был предназначен для подавления фоновых событий от распадов K_L^0 -мезонов и взаимодействий гало нейтронов пучка, которые происходили непосредственно перед основной распаднoй областью.

Для подавления распадов K_L^0 , которые в конечном состоянии имеют заряженные частицы перед CsI-калориметром был установлен вето детектор заряженных частиц (CV - Charged Veto).

Детекторы СС00, СС02-СС07 (Collar Counters) были предназначены для регистрации частиц, которые могут пролететь вдоль направления пучка, через область его прохождения установке.

Детекторы Back-Anti (BA) и Beam Hole Charge Veto (BHCV) (рис. 2) были расположены в конце установки, непосредственно в области прохождения пучка и предназначались для регистрации заряженных частиц и γ -квантов, которые пролетали вдоль его направления.

Распадная область и область прохождения пучка в установке были отделены от зоны расположения детекторов с помощью тонкой мембраны, которая разделяла установку на область высокого ($\sim 10^{-5}$ Па) и низкого вакуума (0.1 Па).

Всего было проведено три сеанса набора физических данных установкой E391a.

В **третьей главе** описана процедура восстановления кинематики событий в эксперименте E391a, изучены характеристики сигнальных и основных фоновых событий, а также подробно представлены критерии отбора событий используемых при анализе данных.

При попадании γ -кванта в CsI калориметр происходит процесс образования электромагнитного ливня, энергия которого распространяется между несколькими кристаллами калориметра, образуя так называемый энергетический кластер.

Алгоритм поиска кластеров основывался на отборе кристаллов с энерговыделением более 5 МэВ с последующей группировкой смежных друг с другом кристаллов в кластер. Формирование каждого кластера начиналось вокруг кристалла с наибольшим значением поглощенной энергии (рис. 4). В конце процедуры формирования к кластерам также добавлялись кристаллы с энерговыделением более 1 МэВ.

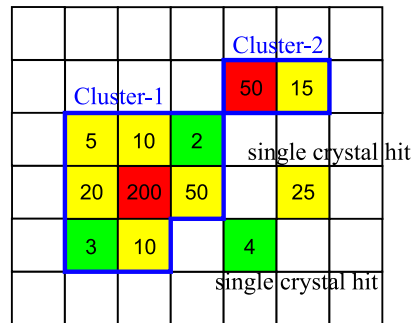


Рисунок 4 - Пример формирования кластера из кристаллов CsI. Цифры соответствуют значению энергии в каждом кристалле. Красным отмечены кристаллы, имеющие максимальное значение поглощенной энергии. Кристаллы с энерговыделением больше 5МэВ и 1МэВ отмечены желтым и зеленым цветом соответственно.

Энергия выделенная γ -квантом определялась как сумма энергий в каждом кристалле кластера, а координаты попадания (x, y) определялись координатами положения центра тяжести образовавшегося электромагнитного ливня. Ошибки в определении энергии и координаты попадания γ -кванта составляли 0.027 ГэВ и 1.3 см соответственно.

После определения энергий и координат двух γ -квантов, вычислялась вершина распада Z_{vtx} в предположении того, что два γ -кванта образовались в результате распада π^0 и их инвариантная масса равна его массе покоя $M_{\pi^0}^{PDG} = 134.9770 \text{ МэВ}/c^2$. При вычислении вершины полагалось, что ее поперечные координаты находятся на оси пучка (т.е. $X_{vtx} = Y_{vtx} = 0$). Ошибка в определении Z_{vtx} составляла 9.1 см. На рисунке 5 представлены параметры используемые при восстановлении вершины распада π^0 -мезона.

Расстояние между калориметром и точкой распада определяется как $dz = Z_{CsI} - Z_{vtx}$. При восстановлении вершины используются следующие геометрические соотношения (рис. 5):

$$r_{12}^2 = d_1^2 + d_2^2 - 2d_1d_2\cos\theta, \quad (2)$$

$$d_1 = \sqrt{r_1^2 + (dz)^2}, \quad (3)$$

$$d_2 = \sqrt{r_2^2 + (dz)^2}, \quad (4)$$

где r_{12} - расстояние между двумя γ -квантами в передней плоскости калориметра Z_{CSl} , θ - угол разлета γ -квантов, d_1 и d_2 расстояния между вершиной распада и точкой попадания γ -квантов в калориметр, r_1 и r_2 расстояния между осью Z пучка и точкой попадания γ -квантов в калориметр.

Из условия равенства инвариантной массы двух γ -квантов массе π^0 (M_{π^0}) получаем:

$$\cos\theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1E_2}, \quad (5)$$

где E_1 и E_2 энергии γ -квантов.

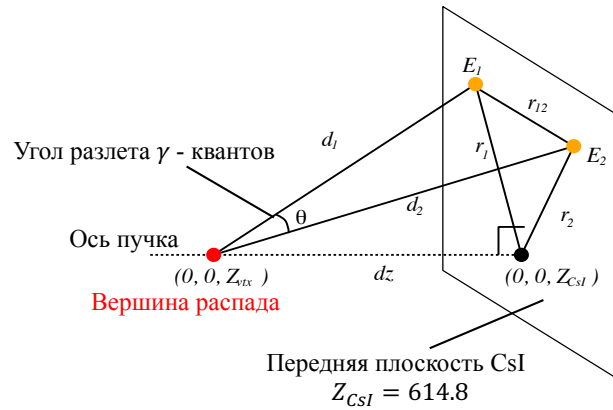


Рисунок 5 - Схематическое изображение параметров, используемых при восстановлении вершины распада π^0 -мезона.

После восстановления вершины распада Z_{vtx} , рассчитывалось значение вектора импульса π^0 путем суммирования импульсов двух γ . Поперечный импульс π^0 определялся как:

$$P_T = \sqrt{(P_x^{\pi^0})^2 + (P_y^{\pi^0})^2}, \quad (6)$$

где $P_x^{\pi^0}$ и $P_y^{\pi^0}$ x и y компоненты вектора импульса π^0 , соответственно.

На рисунке 6 представлены распределения восстановленного поперечного импульса P_T и Z_{vtx} координаты вершины распада для Монте-Карло (МК) моделирования сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (а) и основных фоновых событий в эксперименте (б-е). Поиск событий-кандидатов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ осуществлялся в сигнальной области.

Все основные моды распада K_L^0 , кроме $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$, в конечном состоянии имеют более двух частиц, поэтому при подавлении таких событий основным инструментом выступала герметичная система вето детекторов.

Среди фоновых распадов K_L^0 наиболее опасным являлся распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, который дает наибольший вклад в сигнальную область в случае, когда два γ -кванта из четырех не были зарегистрированы вето системой (рис. 6 (б)).

Распад $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ невозможно отсеять с помощью вето системы, так как в конечном состоянии он полностью имитирует сигнальные события. Однако он может быть подавлен при помощи кинематических ограничений двухчастичного распада: значение поперечного импульса системы двух γ -квантов лежит в области нуля (рис. 6 (с)), два γ -кванта разлетаются в противоположные стороны (back-to-back) относительно друг друга в системе покоя K_L^0 .

При прохождении пучка сквозь детекторы СС02 и СV, нейтроны гало пучка могут вызывать взаимодействия типа $n + N \rightarrow \pi^0 + X$, где π^0 распадается на два γ -кванта, и имитируют искомый распад. Как показано на рисунке 6 (d), для таких событий значение восстановленной вершины Z_{vtx} лежит в области координат положения детектора СС02 $Z_{CC02} = 275$ см и детектора СV $Z_{CV} = 560$ см. В случае ошибки в определении энергии γ -квантов (утечки электромагнитных ливней из кристаллов CsI, образование слипшихся кластеров от двух γ -квантов и др.) реконструированная вершина распада Z_{vtx} может сместиться в сигнальную область.

Фоновые события CV- η , происходили в результате реакции $n + N \rightarrow \eta + X$, где η -мезон распадается на два γ -кванта с вероятностью 39%. Так как события восстанавливались в предположении инвариантной массы π^0 , то из-за разности масс реконструированная вершина Z_{vtx} смещалась назад в сигнальную область как показано на рисунке 6 (е).

Поиск распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (рис. 6 (а)) осуществлялся в сигнальной области, которая представляет собой ограниченную кинематическую область прямоугольной формы, соответствующей значениям поперечного импульса $0.12 \leq P_T \leq 0.24$ ГэВ/с и координатам вершины распада $340 \leq Z_{vtx} \leq 500$ см. Такое требование наличия вершины Z_{vtx} в заданной области было установлено для того, чтобы минимизировать вклад фоновых событий от взаимодействий частиц пучка с детекторами СС02 и СV. Нижняя граница поперечного импульса $P_T \geq 0.12$ ГэВ/с выбрана с целью уменьшения вклада от событий $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ и CV- η в сигнальную область. Верхнее значение P_T было определено в соответствии с кинематическим пределом поперечного импульса распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, максимальная величина которого составляет 0.230 ГэВ/с. Однако из-за эффекта размытия восстановленного

значения P_T в область больших значений, которое связано с разрешением установки, верхняя граница определялась значением $P_T \leq 0.24$ ГэВ/с.

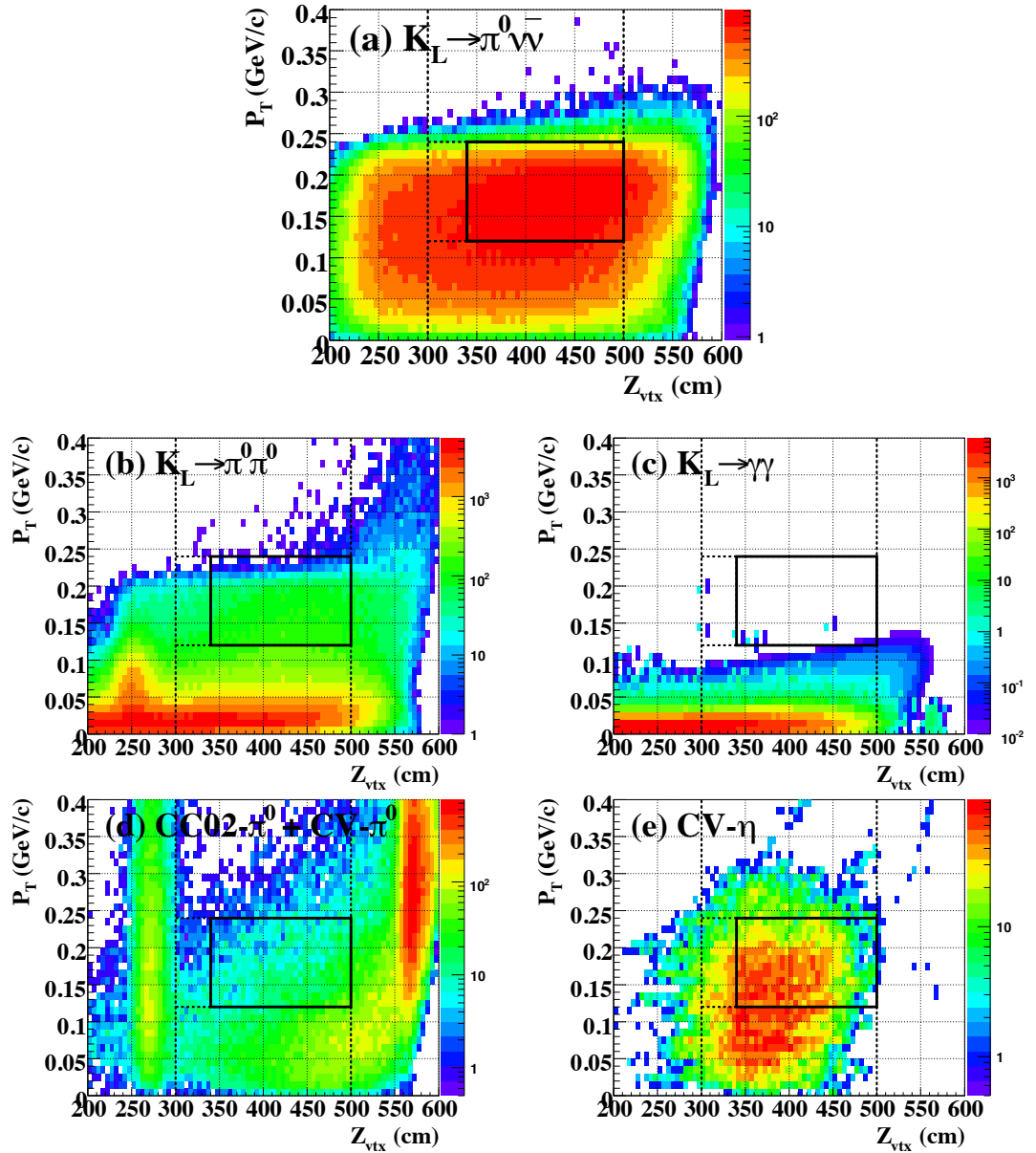


Рисунок 6 - Распределение поперечного импульса P_T и Z_{vtx} координаты вершины распада для Монте-Карло моделирования сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (a) и основных источников фоновых событий (b-e). Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область.

Отбор сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в эксперименте осуществлялся с использованием ограничений, накладываемых на значения энерговыделения в детекторах вето системы установки и на восстановленные кинематические величины распада. Всего в анализе данных было использовано порядка 37 величин для отбора событий.

В четвертой главе представлен метод измерения угла попадания гамма-квантов в главный CsI-калориметр установки, а также описан алгоритм

восстановления инвариантной массы распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma\gamma$ на основе информации о полученных углах. С помощью разработанного метода были исследованы основные фоновые события, результаты исследований представлены в конце главы четыре.

Установка E391a не проектировалась для измерения значений углов регистрируемых γ -квантов, поэтому для вычисления вершины распада $\pi^0(X_{vtx}, Y_{vtx}, Z_{vtx})$ использовалось предположение о том, что два γ -кванта образовались в результате распада π^0 и их инвариантная масса равна его массе покоя, а поперечные координаты вершины распада находятся на оси пучка (т.е. $X_{vtx} = Y_{vtx} = 0$).

При таком допущении фоновые события могут быть ошибочно идентифицированы как сигнальные (рис. 6), например, если два зарегистрированных γ -кванта были образованы не от распада π^0 , или вершина рождения двух γ -квантов лежит не на оси пучка установки.

Для подавления такого рода фоновых событий был разработан метод измерения углов попадания γ -квантов [7, 8]. Суть данного подхода заключается в применении специально обученной нейронной сети вида GRNN (Generalized Regression Neural Network) с радиально базисными передаточными функциями для восстановления значения угла попадания γ -квантов в главный CsI-калориметр.

В качестве входных параметров данной сети выступают энергетические характеристики образованного в результате взаимодействия γ -кванта кластера, который представляет собой набор CsI-кристаллов, сгруппированных в матрицу размером [7x7]. В качестве радиальных функций были использованы функции Гаусса, центры которых совпадают со значениями величины выделившейся энергии в соответствующих кристаллах кластера обучающей выборки, нормированной на сумму энерговыделений всех кристаллов в кластере. При таком способе задания центров радиальных функций, наиболее вероятностное решение соответствует минимальному значению суммы квадратов отклонений энергий в кристаллах кластера обучающего и реконструируемого события.

На основе МК моделирования электромагнитных ливней в котором события имели равномерное распределение по параметрам, передаваемым на вход нейронной сети, были получены основные характеристики обученной нейронной сети (рисунок 7).

Распределение углового разрешения от энергии γ -квантов было фитировано функцией $\sigma(E) = \frac{p_0}{\sqrt{E(GeV)}} + p_1$. В результате вычисления параметров фита, было получено угловое разрешение, описываемое выражением (7):

$$\sigma(E) = \frac{3.63^\circ}{\sqrt{E(GeV)}} + 1.69^\circ. \quad (7)$$

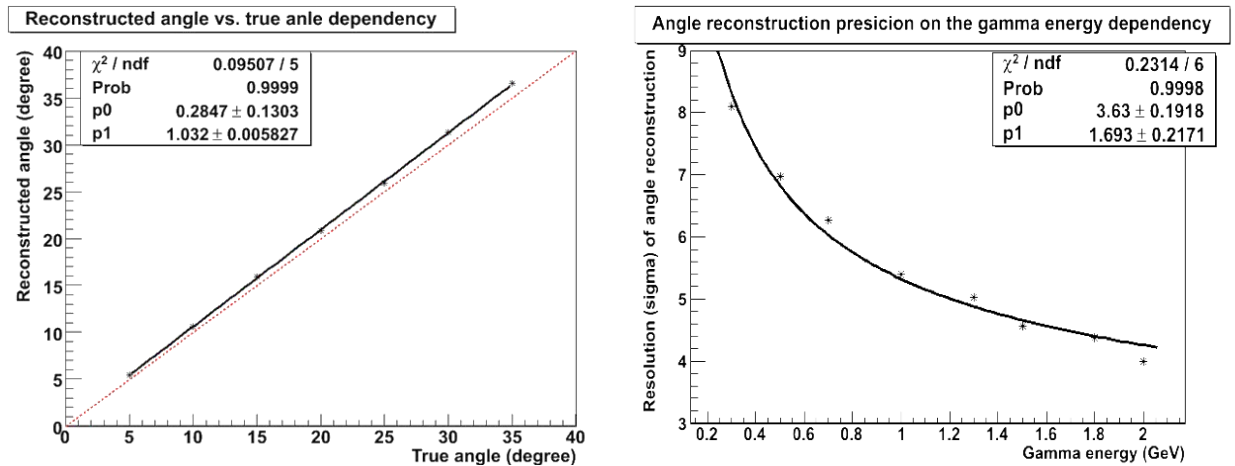


Рисунок 7 - Линейность восстановления направления γ -квантов (слева) и зависимость углового разрешения от энергии налетающих γ -квантов (справа). Пунктирная красная линия соответствует идеальному восстановлению. Результат (слева) получен обработкой Монте-Карло событий с энергией γ -кванта 1000 МэВ.

На рисунке 8 представлены распределения абсолютной ошибки восстановления угла попадания γ -кванта при энергиях 1 ГэВ и 2 ГэВ.

Используя полученные нейронной сетью значения углов γ -квантов был разработан алгоритм восстановления вершины распада и инвариантной массы распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma\gamma$ [2].

На рисунке 9 изображено распределение инвариантной массы зарегистрированных γ -квантов, полученное с использованием методики восстановления угла γ -квантов для МК моделирования распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (слева) и $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (справа). Распределение слева хорошо описывается функцией Гаусса, среднее значение которой составляет $\mu=0.136$ ГэВ, что хорошо согласуется с величиной массы π^0 -мезона в пределах полученной ошибки $\sigma=0.028$ ГэВ. Распределение справа имеет параметры $\mu=0.456$ ГэВ, $\sigma=0.095$ ГэВ, что соответствует значению массы K_L^0 в пределах полученной ошибки.

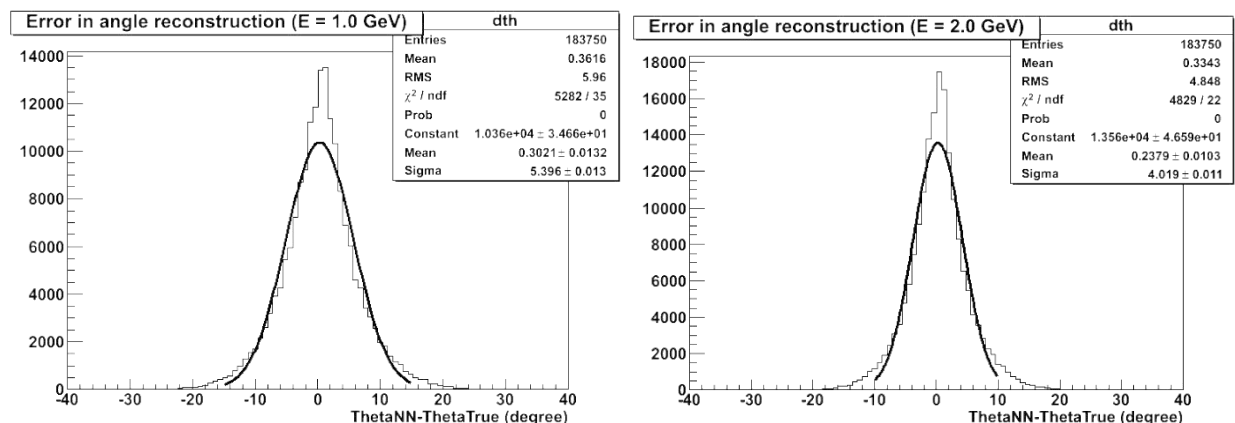


Рисунок 8 - Распределение абсолютной ошибки восстановления направления γ -квантов при энергиях 1 ГэВ (слева) и 2 ГэВ (справа). Угловое разрешение составило $\sigma = 5.4^\circ$ и $\sigma = 4.0^\circ$ соответственно.

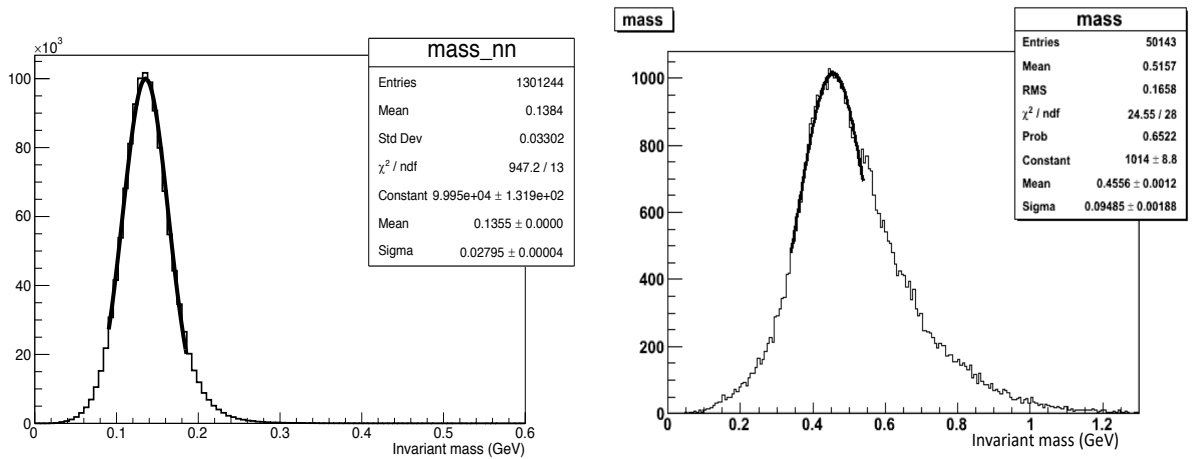


Рисунок 9 - Распределение значений восстановленной инвариантной массы γ -квантов для Монте-Карло событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (слева) и $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$ (справа).

Используя восстановленные значения углов, были получены новые кинематические переменные, которые существенно расширили возможности анализа данных эксперимента: $\Delta\theta_{\gamma 1}, \Delta\theta_{\gamma 2}$ – разность между углом, восстановленным нейронной сетью и углом, полученным в предположении того, что инвариантная масса двух γ -квантов равна массе π^0 , а так же масса ($Mass_{NN}$) распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma \gamma$. Применение их в анализе второго сеанса набора данных (Run-II) позволило увеличить чувствительность установки к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ на 35%.

В пятой главе приводится описание основных понятий метода генетического программирования, а также представлена реализация метода автоматической оптимизации критериев отбора событий в среде генетического программирования *lil-gp* для эксперимента E391a.

Отбор сигнальных событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (*S-signal*) и подавление фоновых событий (*N-noise*) в эксперименте осуществлялся с использованием критериев отбора, накладываемых на величины энерговыделения в различных детекторах вето системы установки и на восстановленные кинематические величины распада.

Классический подход в определении значений ограничений для каждой величины заключается в сравнении ее распределений для МК моделирования искомого распада и фоновых событий. Однако существуют некоторые трудности в использовании данного метода. Во-первых, для максимизации величины S/N необходима оптимизация значений ограничений величин, что является трудоемким процессом и требует значительных затрат времени. Во-вторых, нет никаких явных признаков и правил отбора, которые могут гарантировать, что вновь полученный набор значений ограничений позволит получить наилучшее значение отношения S/N среди остальных и увеличить чувствительность эксперимента. В-третьих, при выполнении ручной оптимизации невозможно явно учесть корреляции между оптимизируемыми величинами, так как их количество велико. То есть, конечный результат

обработки напрямую зависит от влияния человеческого фактора. Чтобы избежать таких трудностей был разработан метод автоматической оптимизации критериев отбора событий на основе генетических алгоритмов [1, 5].

Данный подход заключается в рассмотрении отдельного набора ограничений как одной особи из популяции. Это означает, что особь состоит из некоторого числа выражений, каждое из которых соответствует одному значению ограничения. В результате эволюции каждого выражения в конечном итоге мы можем получить значение соответствующего ограничения. Процесс эволюции подразумевает получение особи максимально удовлетворяющей функции пригодности $F(S, N)$, параметрами которой являются значения S и N , вычисляемые отдельно для каждой особи.

Главной особенностью функции пригодности $F(S, N)$ является способ ее задания. Используя различные виды определения данной функции можно менять концепцию направления процесса эволюции, т.е. поиска соответствующего решения – максимизировать величину S или уменьшать уровень фона N , или сохранять значение отношения S/N на заданном уровне.

Процесс оптимизации с применением генетических алгоритмов может быть представлен следующим образом. Сначала генерируется популяция, состоящая из определенного количества особей, т.е. генерируются выражения, которые представляют собой набор ограничений и заполняют каждую особь. Далее для каждой особи из популяции вычисляется функция пригодности $F(S, N)$, т.е. оценивается величина ее "приспособленности" к искомому решению. На следующем шаге, используя значение функции пригодности, из всей популяции выбирается определенная ее доля особей, которая останется «в живых» на данном этапе эволюции, а остальные особи погибают. На последнем этапе эволюционного процесса применяются генетические операторы (мутация, скрещивание, размножение) к выжившим особям для генерации нового поколения. После чего вся процедура повторяется снова.

В результате применения разработанной процедуры автоматической оптимизации были получены новые значения критериев отбора величин для анализа данных второго сеанса набора данных Run-II, с помощью которых чувствительность установки удалось увеличить на 10%

В шестой главе представлена схема повторного анализа данных эксперимента на основе новых [4, 9] разработанных методов, приведены основные результаты, полученные при повторном анализе данных эксперимента E391a.

Алгоритм повторного анализа состоит из трех основных шагов (рис. 10):

1. Отбор переменных и вычисление углов γ – квантов, восстановление инвариантной массы событий $X \rightarrow \gamma\gamma$
2. Процедура автоматической оптимизации критериев отбора событий
3. Расчет чувствительности установки и оценка вклада фоновых событий

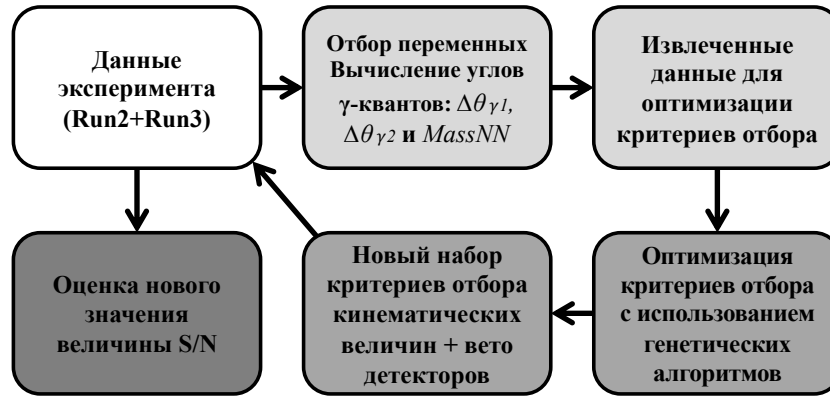


Рисунок 10 - Схема повторного анализа данных эксперимента E391a.

Для определения набора величин, которые будут участвовать в процессе оптимизации, был проведен анализ всех переменных, используемых при отборе событий. Среди них было выделено 33 величины подлежащих процессу оптимизации. В дополнение к полученному набору переменных, используя метод восстановления угла попадания γ -квантов, были вычислены значения величин $\Delta\theta_{\gamma 1}$, $\Delta\theta_{\gamma 2}$, $MassNN$ и внедрены в процесс оптимизации.

Направление поиска решения для процесса оптимизации было выбрано следующим образом: поиск такого набора значений ограничений, при котором значение N будет сохраняться на уровне величины финального анализа эксперимента E391a ($N = 0.87$) [6], а значение S , при этом, будет максимально возможным.

Для этого, значение величины N было зафиксировано в интервале $[0.7, 0.95]$, а функция пригодности была задана следующим выражением:

$$F(S, N) = 35 - (1.2 \times S + 10) \times N. \quad (8)$$

Распределение функции пригодности в зависимости от величины S при различных фиксированных значениях N представлено на рисунке 11.

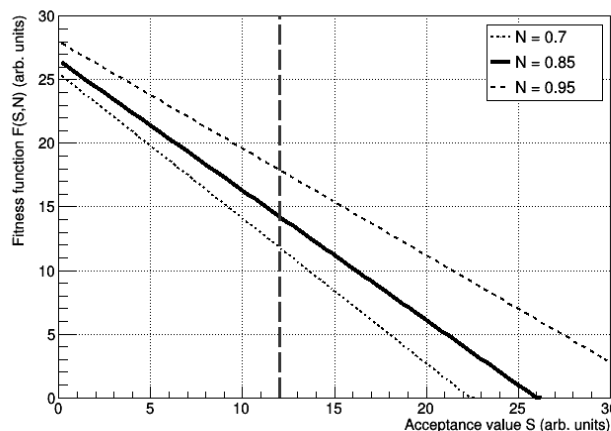


Рисунок 11 - Распределение функции пригодности $F(S, N)$ в зависимости от величины S при различных фиксированных значениях N . Вертикальная линия соответствует значению чувствительности финального анализа данных эксперимента. Все величины представлены в произвольных единицах измерения.

Так как вероятность выбора той или иной особи из популяции для последующей генерации обратно пропорциональна значению функции пригодности, то задача поиска наиболее “приспособленной” особи сводится к минимизации функции (8), что достигается при увеличении значения величины чувствительности S . Параметры функции (8) были подобраны таким образом, чтобы значение $F(S, N) = 0$ соответствовало увеличению чувствительности S более чем в два раза.

В результате вычислений были получены новые значения ограничений как для фотонного вето, так и для кинематических величин распада.

Применяя новые значения ограничений переменных для отбора событий, был проведен анализ МК моделирования процессов взаимодействия нейтронов гало-пучка и событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (рис. 12), которые являются главными источниками фона в эксперименте. Результаты проведенных расчетов уровня вклада таких событий в сигнальную область представлены в таблице 1. Значения в скобках соответствуют числам, полученным в финальном анализе данных эксперимента E391a.

Таблица 1 - Расчет количества событий в соответствующих областях сигнального графика для различных наборов данных.

	Область-1	Область-2	Область-3	Область-4	Сигнальная область
Физические данные	752 (360)	151 (101)	9 (8)	16 (8)	0 (0)
МК СС02 - π^0					0.29 (0.66)
МК CV- π^0					0.34 (незнач.)
МК CV- η					0.25 (0.19)
МК $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$					0.03 (0.02)
МК фона (всего)	752 (360)	127.5 (77.2)	8.1 (5.9)	5.3 (2.9)	0.87 (0.87)
МК $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$					640383 (388205)

Результат обработки экспериментальных данных с использованием нового набора ограничений для отбора событий представлен на рисунке 13.

Оценка чувствительности установки была проведена с использованием МК моделирования распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Для этого был произведен подсчет количества оставшихся событий в сигнальной области после применения всех параметров отбора с полученными значениями порогов (табл. 1) (рис. 14).

Результаты расчетов показали, что при использовании полученного нового набора критериев отбора чувствительность установки к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ увеличилась на 65%, при этом общий вклад фоновых событий в сигнальную область остался на том же уровне что и в результате финального анализа данных.

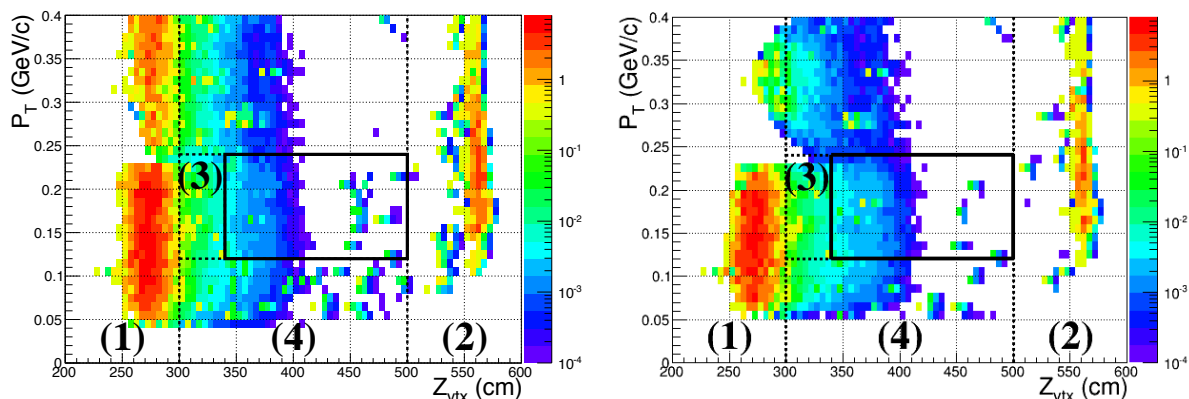


Рисунок 12 - Распределение поперечного импульса P_T и Z_{vtx} координаты вершины распада для МК моделирования фоновых событий после применения нового набора (слева) и старого набора (справа) критериев отбора. Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область. События в области $Z_{vtx} = 275$ см и $Z_{vtx} = 560$ см - взаимодействия гало-нейтронов пучка с детекторами CC02 и CV (Charged Veto) установки соответственно.

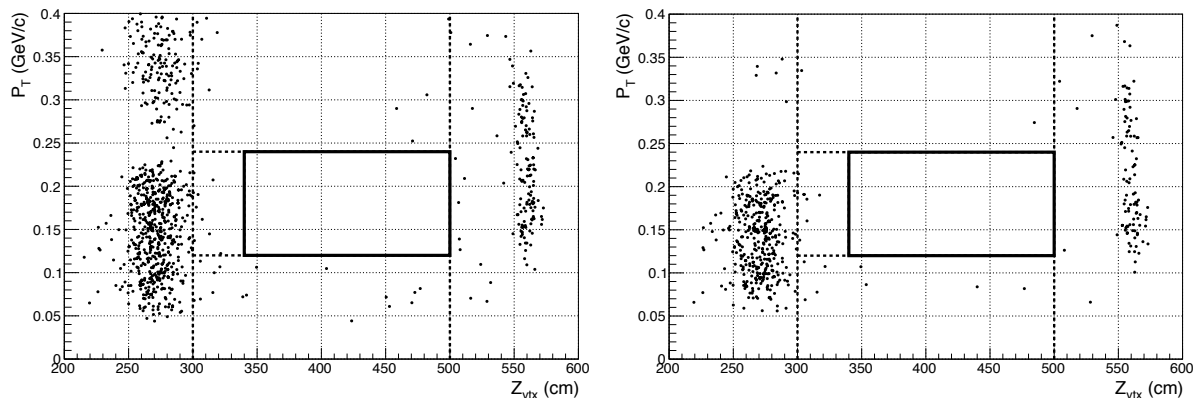


Рисунок 13 - Распределение поперечного импульса P_T (ось y) и Z_{vtx} координаты вершины распада для экспериментальных данных после применения нового набора и старого набора (справа) критериев отбора. Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область. События в сигнальной области отсутствуют.

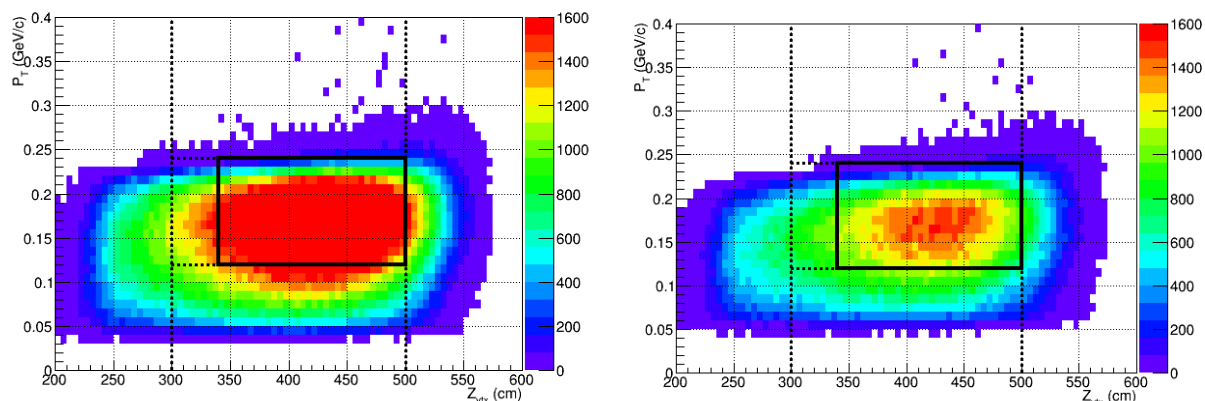


Рисунок 14 - Плотность распределения поперечного импульса P_T и Z_{vtx} координаты вершины распада для Монте-Карло моделирования событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ после применения нового набора (слева) и старого набора (справа) критериев отбора. Область, ограниченная черным прямоугольником - сигнальная область.

Разработанная схема обработки данных может быть с успехом применена в существующем эксперименте КОТО, который является продолжением эксперимента E391a и основан на такой же методике регистрации распада. Чувствительность данного эксперимента позволит зарегистрировать порядка сотни событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в рамках предсказаний Стандартной Модели и измерить его значение относительной вероятности.

В заключении диссертации представлены основные выводы и результаты работы:

1. Проведена модернизация и доработка метода восстановления угла попадания γ -квантов в главный CsI-калориметр установки E391a, в результате чего удалось улучшить линейность восстановления угла нейронной сетью, а также уменьшить ошибки в определении величины углов. На основе полученного метода были получены новые переменные для анализа: $\Delta\theta_{\gamma 1}, \Delta\theta_{\gamma 2}$ – разность между углом, восстановленным нейронной сетью и углом, полученным в предположении того, что инвариантная масса двух γ -квантов равна массе π^0 . В дополнение к этому, впервые в эксперименте были получены распределения по инвариантной массе для распавшейся частицы $X \rightarrow \gamma\gamma$. Применение данного метода и полученных новых переменных в анализе данных второго сеанса набора данных (Run-II) эксперимента E391a позволило увеличить чувствительность установки к регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ на 35%.

2. На основе метода генетического программирования, для эксперимента E391a был разработан метод оптимизации критериев отбора событий, позволяющий в автоматическом режиме находить наиболее “приспособленные” решения (ограничения на значения величин), удовлетворяющие заданному направлению оптимизации на основе значений величины S/N . В результате применения разработанной процедуры автоматической оптимизации в анализе второго сеанса набора данных (Run-II) были получены новые значения ограничений величин, в результате использования которых чувствительность установки увеличилась на 10%.

3. Была предложена и реализована схема повторного анализа полной статистики эксперимента E391a, которая представляет собой интеграцию разработанных независимо друг от друга методов. В результате вычислений был получен новый оптимизированный набор ограничений величин для отбора событий, применение которого позволило увеличить чувствительность установки к распаду на 65%, при этом общий вклад фоновых событий в сигнальную область остался на том же уровне что и в результате финального анализа данных.

Список публикаций по теме диссертации

1. Method for selection cut optimization for the E391 Experiment veto system / Podolsky S.V., Kurilin A.S., Stepanenko Y.Y. // The 11th Small Triangle Meeting, (Kysak, September 20-23, 2009) – Kosice, 2010. – 120 P.
2. Восстановление массы ρ^0 в событиях $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ эксперимента E391 / Степаненко Ю. Ю., Подольский С.В., Курилин А. С. // Труды XIV научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, 1-6 февраля 2010) – Дубна, 2010. – P. 118-121.
3. Search for $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay (experiments E391, KLOD, E14) / Kurilin A., Podolsky S., Stepanenko Y. et al. // Proceedings of International School-Seminar: Actual problems of microworld physics (Gomel, Belarus, July 15-26, 2009) – Dubna, 2011.- Vol. 1. – P. 45-48.
4. Некоторые особенности методики повторного анализа данных эксперимента E391 / Степаненко Ю. Ю., Курилин А. С., Подольский С.В. и др. // «Гомельский научный семинар по теоретической физике, посвященный 100-летию со дня рождения Ф. И. Федорова» (20–22 июня 2011 г.): [материалы] / редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – С. 193-197.
5. New method for the cuts threshold optimization in the E391 experiment: conception and current implementation / N. V. Maksimenko et. al. // Проблемы физики, математики и техники. – 2010. - №3. - P. 22–24.
6. Experimental study of the decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ / J.K. Ahn et al. (E391a collaboration) // Phys. Rev. D. – 2010. - Vol. 81. – P. 072004.
7. Method for reconstructing of direction of gamma quanta registered by the CsI calorimeter in E391 experiment / Kurilin A. S., Podolsky S. V., Stepanenko Yu. Yu. // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2011. - Vol. 8., No.1 - P. 46–49.
8. Новые методы анализа данных в эксперименте E391 // Подольский С. В., Курилин А. С., Степаненко Ю. Ю. // Письма в ЭЧАЯ. - 2011. - Т. 8, №5(168) - С. 833-836.
9. Increase in the detection efficiency for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay in the E391 experiment / Stepanenko Yu. Yu., Podolsky S.V., Kurilin A. S. // Physics of Particles and Nuclei Letters. - 2017. - Vol. 14, No. 6 - P. 168–174.