

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Федотов Сергей Андреевич

**Разработка и создание детекторов заряженных частиц для
каонных и нейтринных экспериментов**

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., профессор
Ю.Г. Куденко

Москва 2021

Оглавление

Оглавление	2
Введение	6
Глава 1	22
Осцилляции нейтрино.....	22
1. История открытия нейтрино	22
2. Осцилляции нейтрино	25
3. Типы экспериментов по изучению нейтринных осцилляций	27
3.1 Эксперименты с короткой базой	27
3.2 Эксперименты с длинной базой	28
4. Выводы по Главе 1	29
Глава 2	30
Эксперимент T2K	30
1. Экспериментальная установка T2K	30
1.1 Нейтринный пучок.....	31
1.2 Дальний детектор Super-Kamiokande (SK).....	32
1.3 Комплекс ближних детекторов	32
2. Основные результаты эксперимента T2K	34
2.1 Появление ν_e в пучке ν_μ	34
2.2 Исчезновение ν_μ и параметры нейтринных осцилляций	35
2.3 CP-нарушение в лептонном секторе.....	37
3. Перспективы эксперимента T2K	38
3.1 Добавление гадолиния в дальний детектор SK	38
3.2 Модернизация ближнего детектора ND280	39
3.3 Детектор Super-Kamiokande и эксперимент T2HK.....	40
4. Выводы по Главе 2.....	42

Глава 3	43
Детектор SuperFGD.....	43
1. Мотивация создания и структура нового детектора	43
2. Изготовление кубиков	46
3. Тестирование на пучке первого прототипа детектора SuperFGD	47
3.1 Световыход	49
3.2 Оптический crosstalk.....	50
3.3 Временное разрешение.....	51
3.4 Основные результаты тестов первого прототипа	52
4. Тестирование на пучке второго прототипа детектора SuperFGD.....	52
4.1 Экспериментальная установка	53
4.2 Калибровка	55
4.3 Затухание сигнала в волокне	57
4.4 Световыход и оптический crosstalk	58
4.5 Временное разрешение.....	61
4.6 Восстановление треков частиц.....	63
4.7 Основные результаты тестов второго прототипа.....	64
5. Спектрсмещающие волокна Kuraray Y11	64
5.1 Затухание сигнала в волокне	65
5.2 Обработка противоположных от МРРС концов волокон.....	67
6. Контроль качества кубиков	68
6.1 Контроль за геометрическими свойствами кубиков	68
6.2 Контроль за сцинтилляционными свойствами кубиков	69
7. Метод сборки детектора SuperFGD	71
8. Механический бокс и система калибровки	73
8.1 Расстояние между отверстиями в механическом боксе.....	74
8.2 Система калибровки	76
9. Выводы по Главе 3.....	76

Глава 4	78
Ультра редкие распады каонов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$	78
1. Матрица кваркового смешивания	78
2. FCNC процессы $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$	81
3. Треугольник унитарности	82
4. Эксперименты по поиску редких каонных распадов	85
4.1 Эксперимент E391 КЕК	85
4.2 Эксперименты E787/E949 BNL	86
4.3 Эксперимент КОТО КЕК	87
5. Выводы по Главе 4.....	88
Глава 5	90
Эксперимент NA62	90
1. Экспериментальная установка	90
2. Основные физические результаты эксперимента NA62.....	95
3. Будущее эксперимента NA62	97
3.1 Мюонное гало в эксперименте NA62	97
3.1.1 Интенсивность мюонного гало вдоль линии пучка (ось Z)	98
3.1.2 Интенсивность мюонного гало в плоскостях XZ и YZ	99
3.1.3 Интенсивность мюонного гало перед областью распада	101
3.2 Четвертая станция GTK (GTK-4)	103
3.3 Режим высокой интенсивности	105
4. Выводы по Главе 5.....	106
Глава 6	107
Исследование фотосенсоров для детектора NewCHOD и контроль за стабильностью его работы	107
1. Причины создания детектора NewCHOD	107
2. Структура детектора NewCHOD	108
3. Тестирование фотосенсоров	109

4. Старение фотосенсоров.....	111
5. Основные параметры детектора NewCHOD.....	112
6. Работа детектора во время сеансов по набору статистики.....	113
7. Выводы по Главе 6.....	114
Заключение.....	115
Список сокращений и условных обозначений.....	119
Список литературы.....	126

Введение

Диссертация посвящена разработке и созданию детекторов заряженных частиц для каонных и нейтринных экспериментов. Задачи, стоящие перед новыми экспериментами, становятся с каждым годом все более амбициозными. Необходимая точность результатов накладывает жесткие требования к характеристикам современных детекторов. В диссертации приводятся результаты работ по разработке и созданию нового высокосегментированного детектора SuperFGD (Super Fine-Grained Detector) [1, 2] для нейтринного ускорительного эксперимента с длинной базой T2K (Tokai to Kamioka) [3] и годоскопа заряженных частиц NewCHOD (New Charged Particle Hodoscope) [4, 5] для эксперимента по измерению сверх редкого каонного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ NA62 (North Area 62) [6].

Актуальность темы исследования

Пластиковые сцинтилляционные детекторы заряженных частиц имеют широкое применение в современной физике высоких энергий и физике элементарных частиц. В частности, такие детекторы используются в эксперименте по измерению сверх редкого каонного распада ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$) NA62 и в ближнем детекторе ND280 (Near detector 280) [3, 7] ускорительного нейтринного эксперимента с длинной базой T2K. Основными преимуществами данных детекторов являются относительная дешевизна, достаточно высокая радиационная стойкость (в случае каонных экспериментов) и возможность варьирования формы и размеров детектирующих сегментов в большом диапазоне. Они могут иметь практически любую форму и размеры: от нескольких миллиметров до нескольких метров. Свет со сцинтилляционных сегментов часто снимается с помощью спектросмещающих волокон. Они помогают обеспечить не только равномерное снятие сигнала с сегментов различных форм, но и позволяют осуществлять транспортировку и регистрацию сигнала за пределами детектора. Например, благодаря спектросмещающим волокнам можно вынести считывающую

электронику на периферию детектора и не помещать ее в магнитное поле, или не подвергать ее сильному радиационному воздействию. Детектирование сцинтилляционного света в таких детекторах часто осуществляется с помощью микропиксельных фотосенсоров. Они могут иметь как непосредственный контакт со сцинтиллятором, так и регистрировать сцинтилляционный свет, проходящий со спектросмещающих волокон, или посредством световода. Несомненными преимуществами данных фотосенсоров являются компактный размер, нечувствительность к магнитному полю и возможность регистрации однофотонных событий.

Открытие бозона Хиггса в CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire) в 2012 году [8, 9] полностью сформировало Стандартную Модель. Одними из немногих явлений, не укладывающихся в рамки Стандартной Модели, являются нейтринные осцилляции [10]. Концепция нейтринных осцилляций была предложена Понтекорво в 1957 году [11, 12]. Они были открыты в экспериментах по изучению солнечных [13] и атмосферных [14] нейтрино. Реакторные [15] и ускорительные [16] нейтринные эксперименты смогли значительно продвинуть наше понимание физики нейтринных осцилляций. Одним из последних фундаментальных результатов является полученное в эксперименте T2K указание на отличие от нуля параметра δ , отвечающего за наличие CP-нарушения в лептонном секторе [17]. Однако, несмотря на выдающиеся успехи в изучении природы и физики нейтрино в последние несколько десятков лет, без ответа пока еще остаются многие вопросы. Какова природа нейтрино (майорановская или дираковская), какова абсолютная шкала масс нейтрино, прямую или обратную иерархию масс они имеют, каково количественное значение CP-нарушения в лептонном секторе и существует ли стерильное нейтрино. Эксперимент T2K призван дать ответы на многие из этих вопросов. Процессу разработки и созданию нового высокосегментированного сцинтилляционного детектора SuperFGD для этого эксперимента посвящена первая часть данной работы.

Еще одним путем для поиска Новой Физики за пределами Стандартной Модели является изучение сверх редких каонных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ [18]. Наличие CP-нарушения в распадах каонов было качественно и по порядку величины предсказано Стандартной Моделью. Особое внимание при поиске Новой Физики заслуживают распады, обусловленные FCNC (Flavour Changing Neutral Currents) процессами ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$), так как для них предсказания в рамках Стандартной Модели сделаны с высокой точностью [18, 19]. В настоящее время в эксперименте КОТО было зарегистрировано три кандидата в событие $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, но все они были отнесены коллаборацией к фоновым [20]. А в эксперименте E949 BNL (Brookhaven National Laboratory) было зарегистрировано 7 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ [21, 22, 23], однако, это не является достаточным для проверки предсказаний Стандартной Модели. Изучение распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ с высокой точностью является главной целью эксперимента NA62 CERN, в котором к настоящему времени, было зарегистрировано 20 таких распадов [24]. Помимо основного распада [25, 26] в эксперименте NA62 осуществляется изучение распадов положительных каонов по другим модам и поиск различных экзотических событий (поиск тяжелых стерильных нейтрино и темных фотонов) [27, 28, 29]. Изучению параметров и характеристик как отдельных элементов, так и всего сцинтилляционного годоскопа заряженных частиц NewCHOD в этом эксперименте, посвящена вторая часть данной работы.

Цели и задачи исследования

Основной целью ускорительного нейтринного эксперимента с длинной базой T2K является точное измерение параметров нейтринных осцилляций и поиск CP-нарушения в лептонном секторе. Основными элементами экспериментальной установки являются дальний детектор Super-Kamiokande (SK) [30], расположенный в 295 км от мишени и ближний комплекс детекторов [31, 32], расположенный на расстоянии 280 м от мишени, а также нейтринный канал. В эксперименте впервые в мире была использована технология смещенного нейтринного пучка, предложенная для эксперимента E889 BNL. Идея этой технологии заключается в

том, что дальний детектор находится не на оси протонного пучка, попадающего в мишень, а под небольшим углом. В эксперименте T2K этот угол установлен на 2.5° . Использование данной технологии позволяет добиться достаточно моноэнергетического нейтринного пучка [33]. В настоящее время в эксперименте T2K осуществляются работы по увеличению интенсивности первичного протонного пучка и апгрейду ближнего детектора ND280 [34]. Этот апгрейд нацелен на уменьшение систематической ошибки в анализе нейтринных осцилляций с уровня в 6–7% до 3–4% и прецизионного измерения нейтринных сечений с полным восстановлением кинематики заряженных частиц от нейтринных взаимодействий [35]. Для решения этой задачи необходим высокосегментированный детектор с низким энергетическим порогом детектирования заряженных частиц, с широким динамическим диапазоном, высокой эффективностью регистрации заряженных частиц и нейтронов в полном телесном угле. Такой детектор SuperFGD в настоящее время находится в активной стадии создания. Он будет состоять из около двух миллионов ($192 \times 56 \times 184$) сцинтилляционных кубиков $1 \times 1 \times 1$ см³. Каждый кубик имеет три ортогональных отверстия для 3D снятия сигнала с помощью спектросмещающих волокон. Общая масса детектора ~2 тонн, а общее количество каналов считывания ~60000. В процессе разработки и создания детектора SuperFGD необходимо было решить следующие задачи:

- Осуществить контроль качества сцинтилляционных и геометрических свойств сцинтилляционных кубиков, используемых при создании детектора SuperFGD.
- Разработать метод сборки двух миллионов сцинтилляционных кубиков в трехмерную структуру.
- В тестах на пучке заряженных частиц прототипов детектора SuperFGD определить основные параметры детектора.
- Произвести исследование затухания сигнала в спектросмещающем оптическом волокне, предназначенном для регистрации сигнала в детекторе SuperFGD.

Основной целью эксперимента NA62 CERN является точное измерение вероятности сверх редкого каонного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$. Для достижения поставленной цели в эксперименте используется большое количество вето-детекторов и многоуровневая триггерная система. Одним из таких вето-детекторов является годоскоп заряженных частиц NewCHOD – система сцинтилляционных счетчиков сегментированной структуры, охватывающая область вокруг пучка после распадного объема. Детектор был установлен в экспериментальном холле и включен в триггерную систему весной 2016 года. В процессе создания детектора необходимо было осуществить тестирование его фотосенсоров. А после установки детектора NewCHOD в экспериментальном холле NA62 необходимо было решить следующие **задачи**:

- Определить основные параметры детектора NewCHOD: временное разрешение и загрузку при номинальной интенсивности пучка отдельных элементов детектора.
- Осуществить контроль за стабильностью параметров элементов детектора NewCHOD во время сеансов по набору статистики эксперимента NA62.

Несмотря на большое количество вето-детекторов и многоуровневую триггерную систему, в эксперименте NA62 в настоящее время не существует детектора, который бы осуществлял регистрацию гало пучка. Однако, для различных экзотических распадов, изучаемых в эксперименте NA62, а также для уменьшения фона в анализе данных по основному распаду, знания о гало могут быть крайне полезными. Поэтому необходимо было решить следующие **задачи**:

- Осуществить моделирование прохождения мюонного гало вдоль линии эксперимента NA62;
- Определить загрузку различных элементов экспериментальной установки NA62 мюонами гало;

- Подробно рассмотреть координатное распределение интенсивности мюонного гало перед началом распадного объема эксперимента NA62.

Методология и методы исследования

Одним из основных методов в разработке и создании детектора SuperFGD для эксперимента T2K является исследование параметров прототипов этого детектора. Два прототипа были тщательно исследованы на пучке заряженных частиц ускорителя PS (Proton Synchrotron) в CERN [36, 37, 38]. Полноразмерные прототипы использовались для проверки метода сборки детектора в трехмерную структуру с использованием калиброванной лески. Помимо этого, производился непрерывный контроль параметров отдельных элементов детектора в тестах на космических мюонах, а также в различных механических тестах.

Определение основных параметров фотосенсоров детектора NewCHOD для эксперимента NA62 осуществлялось на специально созданном, изолированном от внешних источников света стенде с контролируемой температурой. Для определения основных параметров детектора NewCHOD использовались данные, полученные в процессе набора статистики эксперимента NA62. Также эти данные использовались для контролирования стабильности его работы.

Данные, связанные с прохождением мюонного гало вдоль линии эксперимента NA62, определялись путем моделирования мюонов, образованных в различных распадах. Путем экстраполяции данных интенсивности мюонного гало при номинальной интенсивности пучка, были получены загрузки отдельных элементов экспериментальной установки NA62 мюонами гало при переходе работы эксперимента в режим высокой интенсивности.

Научная новизна и практическая ценность

В рамках эксперимента T2K впервые в мире создается высокосегментированный трехмерный сцинтилляционный детектор нейтрино SuperFGD. Данный детектор должен значительно увеличить чувствительность эксперимента T2K (а также использоваться в проекте Hyper-Kamiokande [39]) для

поиска CP-нарушения в лептонном секторе за счет уменьшения существующих систематических погрешностей с текущего уровня в 6–7% до 3–4% [34, 35]. Эти цели могут быть достигнуты за счет возможности регистрации в детекторе SuperFGD заряженных лептонов, протонов и нейтронов в полном телесном угле и с низким порогом регистрации. Помимо этого, новый предложенный метод восстановления энергии антинейтрино путем регистрации мюона и нейтрона в детекторе SuperFGD позволит улучшить энергетическое разрешение для мюонных антинейтрино до 7% относительно 15%, получаемых при использовании традиционных методов восстановления нейтринной энергии [40].

Новая однослойная сегментированная сцинтилляционная структура детектора NewCHOD позволила достигнуть почти в три раза лучшего временного разрешения, чем временное разрешение детектора CHOD (Charged Particle Hodoscope) (до корреляций по времени), обладающего двухслойной стриповой структурой. Также структура детектора NewCHOD позволила избавиться от проблемы (которую испытывал детектор CHOD), вызванной высокой загрузкой в центральной области детектора.

Практической ценностью обладает разработанный в ИЯИ РАН метод сборки многих тысяч сцинтилляционных кубиков в трехмерную структуру детектора SuperFGD. Метод сбора массива кубиков основан на использовании калиброванной лески, которая формирует трехмерную каркасную структуру, определяющую положение каждого из кубиков. После данного этапа сборки детектора лески по одной заменяются на спектросмещающие волокна. Данный метод сборки может быть использован для создания близких по характеристикам высокосегментированных сцинтилляционных детекторов, например, для детектора 3DST (3D projection scintillator tracker) эксперимента DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) [41].

Положения выносимые на защиту

- Разработка высокосегментированного ближнего нейтринного детектора SuperFGD для эксперимента T2K. Основной мотивацией для создания данного детектора является уменьшение систематической ошибки осцилляционных измерений с текущего уровня в 6–7% до 3–4%. Детектор будет состоять из ~2 миллионов оптически изолированных сцинтилляционных кубиков с размером грани в 1 см. Каждый из этих кубиков покрыт отражателем и имеет три ортогональных отверстия для регистрации сигнала с помощью спектросмещающего оптического волокна. Такой размер кубиков позволяет сохранить приемлемый баланс между пространственным разрешением детектора, идентификацией частиц и количеством каналов для считывания сигнала.
- Результаты тестирования двух прототипов детектора SuperFGD на пучке заряженных частиц ускорителя PS в CERN. В рамках тестов первого прототипа, состоящего из 125 кубиков, были определены его основные параметры: среднее значение световыхода, временное разрешение и оптический crosstalk. При тестировании второго прототипа, большего размера, состоящего из ~10000 кубиков, были определены не только его основные параметры, но и осуществлена проверка концепции создания детектора большего объема с 3D считыванием сигнала, проведено тестирование электроники, которая будет использоваться в детекторе SuperFGD, разработан алгоритм для восстановления треков от заряженных частиц и осуществления идентификация типов частиц, проходящих через прототип детектора.
- Метод сборки сотен тысяч сцинтилляционных кубиков в трехмерную структуру. Он основан на использовании калиброванной лески. Основным преимуществом данного метода является то, что он позволяет сохранить достаточную подвижность структуры из лесок и кубиков при четкой фиксации

положения каждого из кубиков, а также осуществить выстраивание кубиков, минимизируя погрешности в размерах граней и положения отверстий.

- Тестирование и постоянный контроль качества сцинтиллятора и изготовленных сцинтилляционных кубиков 3D сегментированного детектора SuperFGD. Результаты исследования затухания сигнала в оптическом волокне Kuraray Y11. Было изучено влияние различных способов обработки торца волокна (полировка, покрытие светоотражающей или черной краской) на световыход. Результаты механических тестов различных прототипов и элементов детектора SuperFGD.
- Моделирование прохождения мюонного гало вдоль линии эксперимента NA62. Были рассмотрены основные источники мюонов гало. Определены загрузки мюонами гало отдельных элементов экспериментальной установки NA62 как при номинальной интенсивности пучка, так и переходе работы эксперимента в режим высокой интенсивности.
- Результаты тестирования всех применяемых в детекторе NewCHOD микропиксельных фотодиодов SensL и их измеренные характеристики. Основные параметры детектора NewCHOD (временное разрешение и загрузка отдельных элементов детектора при номинальной интенсивности пучка), измеренные после полной сборки и установки детектора в экспериментальном холле. Осуществленный контроль за стабильностью параметров детектора NewCHOD в процессе набора статистики в эксперименте NA62.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в решении следующих задач:

- Участвовал на всех этапах разработки и создания нового высокосегментированного трехмерного сцинтилляционного нейтринного детектора SuperFGD для эксперимента T2K.

- Принимал активное участие в тесте на пучке заряженных частиц ускорителя PS в CERN первого прототипа детектора SuperFGD и в определении параметров сцинтилляционных кубиков.
- Осуществлял тестирование на космических мюонах сцинтилляционных кубиков, изготовленных для детектора SuperFGD. С помощью космических мюонов исследовал ослабление сигнала в спектросмещающих волокнах KurarayY11 (мягкого типа с двойной оболочкой). Волокна такого типа будут использоваться в детекторе SuperFGD.
- Осуществил тестирование всех, применяемых в детекторе NewCHOD, микропиксельных фотодетекторов SensL SiPM (Silicon Photomultiplier).
- Принимал участие в определении основных физических параметров детектора NewCHOD после его установки в экспериментальном холле NA62.
- Принимал участие в настройке экспериментальной установки NA62 и контроле за стабильностью работы детектора NewCHOD во время сеансов по набору статистики эксперимента NA62.
- Произвел моделирование прохождения мюонного гало пучка вдоль линии эксперимента NA62 и определил загрузки мюонами гало различных элементов экспериментальной установки NA62. Подробно рассмотрел координатное распределение интенсивности мюонного гало перед распадным объемом.

Основные выводы

В диссертационном исследовании представлены результаты работ по разработке и созданию нового 3D высокосегментированного нейтринного детектора SuperFGD для эксперимента T2K. Также представлены результаты работ по моделированию мюонного гало пучка в эксперименте NA62. И результаты работ по тестированию элементов и определению основных параметров годоскопа заряженных частиц NewCHOD для эксперимента NA62.

- Создание детектора SuperFGD является главной частью проекта по модернизации ближнего нейтринного детектора ND280 эксперимента T2K. Основной целью этого проекта является уменьшение систематической ошибки при осцилляционном анализе и поиске CP-нарушения в лептонном секторе. Детектор SuperFGD будет состоять из ~2 миллионов сцинтилляционных кубиков объемом 1 см^3 каждый, сигнал с каждого из этих кубиков будет регистрироваться с помощью трех ортогональных спектросмещающих волокон, вставленных в три ортогональных отверстия диаметром 1.5 мм. С одного из торцов каждого из волокон сигнал будет сниматься с помощью микропиксельного фотодиода MPPC (Multi-Pixel Photon Counter). Для изготовления основных элементов детектора SuperFGD – сцинтилляционных кубиков с размером грани в 1 см, использовался метод литья под давлением. Достигнутая геометрическая точность изготовления этих кубиков (флуктуации размеров грани $<30 \text{ мкм}$, флуктуации позиционирования отверстий $<50 \text{ мкм}$) позволяет осуществить полную сборку детектора со спектросмещающими волокнами диаметром 1 мм. Разработанный метод сборки детектора в трехмерную структуру основан на использовании калиброванной лески диаметром 1.3 мм. Релевантность этого способа сборки была проверена на нескольких полноразмерных прототипах. Данный метод сборки может применяться и при создании других детекторов со схожей геометрией и характеристиками.
- На пучке заряженных частиц в CERN были осуществлены тесты двух прототипов детектора SuperFGD. Первый прототип состоял из 125 сцинтилляционных кубиков, изготовленных методом экструзии, и имел 75 каналов для считывания сигнала с помощью спектросмещающих волокон Kuraray Y11 длиной 1.3 м и микропиксельных фотодиодов MPPC. Для определения основных параметров данного прототипа применялся 16-канальный цифровой преобразователь CEAN DT5742 с частотой в 5 ГГц и разрешением 12 бит. Среднее значение световыхода l.y. (light yield) с одного

кубика на одно волокно составило ~ 40 ф.э./МІР (фотоэлектронов на минимально ионизирующую частицу), а с одного кубика на два волокна ~ 80 ф.э./МІР. Временное разрешение для минимально ионизирующей частицы на одно волокно составило 0.95 нс, а на два волокна 0.65–0.71 нс. Оптический crosstalk через одну сторону кубика составил $\sim 3\%$.

- Второй прототип детектора имел большие размеры: $24 \times 8 \times 48$ кубиков, изготовленных, также как и в первом прототипе, методом экструзии. При такой конфигурации он состоял из 9216 кубиков и имел 1728 каналов для считывания сигнала с помощью спектросмещающих волокон Kuraray Y11 с длиной, которая соответствовала длинам сторон прототипа, и микропиксельных фотодиодов Hamamatsu MPPC. В рамках исследования этого прототипа было произведено тестирование считывающей электроники, выбранной для использования в детекторе SuperFGD и основанной на ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) «CITIROC» (Cherenkov Imaging Telescope Integrated Read Out Chip), а также была произведена проверка возможности восстановления треков и идентификации типа частиц, проходящих через прототип. Результаты, полученные при измерении основных параметров прототипа в данном тесте, согласуются с результатами, полученными при тестировании первого прототипа (с поправками на разную электронику, длину волокон и др.). Среднее значение световыхода с одного кубика на одно волокно составило ~ 58 ф.э./МІР, временное разрешение на одно волокно составило ~ 1.14 нс, оптический crosstalk через одну сторону кубика $\sim 3\%$.
- В ходе всего процесса изготовления кубиков для детектора SuperFGD и его сборки на лесках непрерывно в тестах на космических мюонах осуществлялся контроль параметров кубиков и качества сцинтиллятора, используемого для их изготовления. Всего было протестировано более 2000 кубиков ($>0.1\%$ от общего числа кубиков в детекторе). Средний световыход в этих тестах составил ~ 37 ф.э./МІР. На протяжении тестов в течение двух лет не было обнаружено ни одного бракованного кубика с низким световыходом (минимальное значение

световыхода в тестах составило 33.5 ф.э./МIP). Было также осуществлено исследование ослабления сигнала в оптических волокнах Kuraray Y11. Волокна такого типа будут использоваться для снятия сигнала в детекторе SuperFGD. Были получены зависимости световыхода от расстояния до микропиксельного фотодиода MPPC при различных способах обработки (полировка, покрытие светоотражающей или черной краской) противоположных от MPPC торцов волокна.

- Осуществлена сборка на лесках диаметром 1.3 мм 56 плоскостей, 192×184 кубика каждая. Данная первичная сборка на лесках плоскостей детектора SuperFGD не только уменьшила необходимое время для полной сборки детектора до приемлемого (порядка 6 месяцев), но и позволила осуществить еще одну проверку геометрических свойств кубиков (размеров граней и наличия/положения отверстий).
- В рамках работ по эксперименту NA62 было осуществлено моделирование мюонного гало пучка. Несмотря на то, что в эксперименте используется большое количество вето детекторов и многоуровневая триггерная система, до настоящего времени не существовало детектора для регистрации мюонов гало. В результате моделирования было показано, что основным источником гало являются мюоны, образованные из распадов пионов и каонов, а также из неупругих взаимодействий пучка первичных протонов с материалом мишени. Были получены загрузки мюонами гало отдельных элементов экспериментальной установки, а также подробно рассмотрено распределение мюонного гало перед распадным объемом. В этой точке планируется установка нового вето детектора ANTI-0 (Charge anti-counter), предназначенного для регистрации мюонного гало.
- В процессе создания детектора NewCHOD было осуществлено исследование характеристик, применяемых в нем фотосенсоров: SensL SiPM MicroFC-30035-SMT с размером активной области 3×3 мм², для которых были получены основные параметры: crosstalk, темновой ток и эффективность регистрации

фотонов (PDE). В результате тестов не было найдено ни одного бракованного фотосенсора, но было обнаружено, что абсолютное значение PDE для света с длиной волны в 520 нм при перенапряжении на фотосенсоре в 4.5 В составило 20%, что заметно ниже, чем указано в спецификациях производителем, но тем не менее соответствует требованиям к параметрам детектора.

- Детектор NewCHOD был установлен и включен в экспериментальную установку NA62 в 2016 году. После этого по поступающим с детектора данным были определены его основные параметры: загрузка отдельных элементов не превышает 1 МГц, а среднее временное разрешение сегментов ~ 1.1 нс. Детектор NewCHOD использовался в нулевом уровне триггерной системы эксперимента NA62, обеспечивающем снижение частоты входящих данных до 1 МГц. Детектор также использовался для осуществления контроля качества пучка. Все это время детектор NewCHOD работал стабильно без значительных сбоев и остановок.

Достоверность результатов

Достоверность полученных результатов подтверждается соответствием результатов в независимых тестах, сравнением экспериментальных результатов с теоретическими моделями, а также их апробацией на научных конференциях и семинарах, публикациями в печати и в сравнениях с результатами, полученными в других исследованиях.

Апробация работы

Результаты данного исследования были представлены автором в виде докладов на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. Федотов С.А. // Детектор New CHOD для эксперимента NA62 (CERN) // Международная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН, Дубна, Россия, 12-15 апреля 2016 года

2. Федотов С.А., Клейменова А.А.// Статус детектора New CHOD эксперимента NA62 (CERN) // 59 научная конференция МФТИ, Долгопрудный, Россия, 21-26 ноября 2016 года
3. Федотов С.А. // Мюонное гало в эксперименте NA62 (CERN) // III Межинститутская молодежная конференция «Физика элементарных частиц и космология», Долгопрудный, Россия, 27-28 апреля 2017 года
4. Федотов С.А. // The New CHOD detector for the NA62 experiment at CERN // Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РФН «Физика фундаментальных взаимодействий», посвященная 50-летию Баксанской нейтринной обсерватории, Нальчик, Россия, 6-8 июня 2017 года
5. Федотов С.А., Куденко Ю.Г. и др. // Детектора ANTI-0 для эксперимента NA62 (CERN) // VII международная молодежная конференция «Физика элементарных частиц и космология 2018», Москва, Россия 9-10 апреля 2018 года
6. Федотов С.А., Куденко Ю.Г. // Детектор New CHOD для эксперимента NA62 (CERN) // VII международная молодежная научная школа-конференция «Современные проблемы физики и технологий», Москва, Россия, 17-20 апреля 2018 года
7. Федотов С.А. // Детектор ANTI-0 для эксперимента NA62 (CERN) // Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2018», Москва, Россия, 9-13 апреля 2018 года
8. S. Fedotov, A. Blondel,.. et al. // New 3D fine-grained scintillator detector for a T2K ND280 neutrino active target // Moscow International School of Physics, Вороново, Россия, 20-27 февраля 2019 года
9. С. Федотов, А. Костин, А. Смирнов // Новый высокосегментированный ближний детектор для эксперимента T2K // VIII Международная молодежная научная школа-конференция «Современные проблемы физики и технологий», Москва, Россия, 15-20 апреля 2019 года

- 10.С. Федотов // Новый детектор для наложения вето на мюоны гало для эксперимента NA62 (CERN) // VIII межинститутская молодежная конференция «Физика элементарных частиц и космология 2019», Москва, Россия, 11-12 апреля 2019 года
- 11.С. Федотов, А. Костинн, А. Смирнов, С. Суворов // Новый высокосегментированный ближний детектор для эксперимента T2K // Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике (МКТЭФ-2019), Москва, Россия, 25-28 ноября 2019 года
- 12.S. Fedotov for ND280 upgrade group // New 3D fine-grained scintillation detector for the T2K experiment // Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR-20), Новосибирск, Россия, 24-28 февраля 2020 года
- 13.Федотов С.А., Дергачева А.Е. // Новый ближний детектор SuperFGD для эксперимента T2K // Выступление с докладом на Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2020», Москва, Россия, 10-27 ноября 2020 года

Публикации

Основные результаты диссертации отражены в **8** работах, которые индексируются базами данных Web of Science и/или Scopus [1, 2, 4, 5, 6, 36, 37, 38]

Структура и объем диссертации

Работа состоит из Введения, 6 глав, Заключение, Списка сокращений и условных обозначений и Списка литературы. Объем диссертации 133 стр., она содержит 68 рисунков и 3 таблицы. Список литературы включает в себя 93 наименования.

Глава 1

Осцилляции нейтрино

Глава 1 посвящена истории открытия нейтрино и нейтринных осцилляций. Приводится краткая историческая справка развития нейтринной физики: от предложенной в 1932 году Паули гипотезе о существовании слабо взаимодействующего фермиона до формирования современной Стандартной нейтринной модели. Описывается краткая история экспериментального изучения феномена нейтринных осцилляций от гипотезы Б. Понтекорво до результатов ускорительных экспериментов T2K, NOvA и MINOS и реакторных экспериментов Daya Bay, RENO, Double Chooz. Рассматриваются актуальные вопросы физики нейтрино. Приводятся основные постулаты Стандартной нейтринной модели. Подробно рассмотрен простейший случай осцилляций нейтрино в вакууме. Рассматривается общая классификация экспериментов по изучению нейтринных осцилляций.

1. История открытия нейтрино

Существование нейтрального слабо взаимодействующего фермиона с массой порядка электрона было предложено Паули в 1930 году. Этот фермион был призван объяснить непрерывность спектра излучения при β -распаде. Паули назвал его нейтроном, однако после открытия нейтрона в 1932 году в том виде, в котором мы его знаем сегодня, Ферми предложил переименовать частицу Паули в нейтрино. Ферми также предположил, что нейтрино может быть безмассовой частицей.

Экспериментальное подтверждение существования нейтрино было крайне осложнено низкой вероятностью их взаимодействия. Многие считали осуществление регистрации нейтрино попросту невозможным. В начале 1950-х годов Рейнес и Коуэн искали способ измерения обратного β -распада. Они

рассматривали в том числе и атомный взрыв, но остановились в итоге на использовании потока нейтрино из атомного реактора и детекторе на основе 1400 литров жидкого сцинтиллятора. Таким образом был осуществлен первый в мире реакторный нейтринный эксперимент. В 1956 году Рейнес и Коуэн сообщили Паули об обнаружении, предсказанной им частицы [10].

Следующим важным этапом явилось открытие несохранение P-четности в слабых взаимодействиях. Каоны, имеющие одинаковые массу, спин и заряд, распадались как на два, так и на три пиона. Но при распаде на два пиона четность каона должна была быть положительной, а при распаде на три пиона – отрицательной. Чтобы объяснить этот факт, Ли и Янг выдвинули гипотезу о несохранении P-четности в слабых взаимодействиях [42]. Экспериментальное подтверждение данной гипотезы было осуществлено в 1957 году в эксперименте Ву при измерении β -распада поляризованного ^{60}Co [43].

Двухкомпонентная теория безмассовых нейтрино была предложена в 1957 году Ландау, Ли и Янгом. В 1953 году было введено понятие лептонного числа L. Изначально все лептоны имели $L = 1$, а их античастицы $L = -1$. Однако реакция распада мюона $\mu \rightarrow e + \gamma$, разрешенная при таком подходе, но не наблюдаемая экспериментально, заставила пересмотреть закон присвоения частицам лептонного числа. Теперь каждому семейству лептонов присваивались разные лептонные числа. Исходя из этого, Понтекорво предположил, что если нейтрино, образованное в распаде пиона $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, не может при взаимодействии родить электрон, то ν_μ и ν_e являются разными частицами. Экспериментальное обнаружение второго типа нейтрино (ν_μ) в первом серьезном ускорительном нейтринном эксперименте было осуществлено в BNL в 1962 году [44].

В 1967 году Вайнбергом и Саламом была сформулирована Стандартная Модель Глэшоу-Вайнберга-Салама, основанная на $SU(2) \times U(1)$ калибровочной модели, предложенной Глэшоу в 1961 году. Модель описывает электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия между частицами. А масса частиц определяется через механизм Хиггса. Последующие открытия J/ψ частиц [45], W^\pm и Z бозонов

[46], третьего поколения лептонов [47], b [48] и t [49, 50] -кварков и, наконец, открытие бозона Хиггса в CERN в 2012 году [8, 9] полностью сформировали Стандартную Модель.

Стандартная модель постулирует, что масса покоя нейтрино равна нулю и нейтрино не могут переходить друг в друга, то есть смешиваться. Одними из немногих явлений, не укладывающихся в ее рамки, являются нейтринные осцилляции, которые возможны только при наличии ненулевой массы покоя у нейтрино. Концепция нейтринных осцилляций ($\nu \leftrightarrow \tilde{\nu}$) была предложена Понтекорво в 1957 году [11, 12]. Она основывалась на открытии осцилляций K^0 ($K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$) [51], в которых квантовое число странности осциллирует. А в 1968 году Грибовым и Понтекорво было выдвинуто предположение об осцилляции между различными ароматами нейтрино с вероятностью пропорциональной расстоянию до источника [52]. Это событие послужило началом отсчета к экспериментальному изучению нейтринных осцилляций.

Первое экспериментальное указание на наличие нейтринных осцилляций было получено Девисом в эксперименте с солнечными нейтрино [13]. Оказалось, что количество зарегистрированных в эксперименте нейтрино соответствовало только 1/3 от потока, рассчитанного в условиях отсутствия нейтринных осцилляций. А эксперимент Super-Kamiokande [14] на атмосферных нейтрино, которые вначале рассматривались как нежелательный фон при поиске распада протона, получил первое в мире независимое от модели указание на осцилляции ν_μ . В дальнейшем этот результат был подтвержден в экспериментах с галлиевой мишенью: SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) [53] и GALLEX (Gallium Experiment) [54], имеющих низкий энергетический порог для регистрации солнечных нейтрино.

Несмотря на то, что эксперимент Super-Kamiokande [55], благодаря возможности четкого определения направления прилета нейтрино, полностью подтвердил наличие дефицита в солнечных нейтрино, окончательно вопрос об осцилляции ν_e в ν_μ и ν_τ снял эксперимент SNO (Sudbury Neutrino Observation) [56].

Реакторный эксперимент с длинной базой Kam-LAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) [15] подтвердил значения параметров осцилляций, полученных при глобальном анализе данных всех экспериментов по солнечным нейтрино. Результаты этих экспериментов, а также первого ускорительного эксперимента с длинной базой K2K (KEK-to-Kamioka) [16] хорошо объясняются осцилляциями нейтрино в рамках простейшей модели смешивания трех поколений нейтрино, в которой три аромата нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ являются унитарными линейными комбинациями трех массивных состояний нейтрино ν_1 , ν_2 , ν_3 . Последним был измерен угол $\theta_{13} \sim 9$ градусов в экспериментах T2K [3], NOvA (Neutrinos at the Main Injector Off-axis ν_e Appearance) [59], MINOS (Main injector neutrino oscillation search) [60], Daya Bay [57], RENO (Reactor experiment for Neutrino Oscillation) [61] и Double Chooz [58]. Относительно большая величина этого угла открывает возможность прямого наблюдения CP-нарушения в нейтринных экспериментах.

В настоящее время большинство параметров нейтринных осцилляций измерено с довольно хорошей точностью. В отличие от параметров в матрице кваркового смешивания, элементы смешивания в нейтринном секторе имеют большие значения. Поскольку все три угла смешивания нейтрино не равны нулю, то открывается возможность для поиска CP-нарушения в нейтринных осцилляциях. Первое указание на CP-нарушение и отличие от нуля CP-нечетной фазы было получено экспериментом T2K в 2020 году [17].

2. Осцилляции нейтрино

Нейтринные осцилляции описываются с помощью Стандартной нейтринной модели, которая включает в себя три типа нейтрино. Переход между различными типами нейтрино математически реализуется с помощью унитарной матрицы смешивания U , которая связывает три типа активных нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ с левой спиральностью с их массовыми состояниями.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{e1} & V_{e2} & V_{e3} \\ V_{\mu1} & V_{\mu2} & V_{\mu3} \\ V_{\tau1} & V_{\tau2} & V_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Унитарность этой матрицы означает, что суммарная вероятность осцилляций между тремя типами нейтрино равняется 1. В общем случае элементы матрицы являются комплексными величинами. Такая матрица может быть параметризована через три угла смешивания θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} и через три CP-нечетные фазы.

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13} \exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13} \exp(-i\delta) & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \times \\ \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \exp\frac{i\alpha_1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \exp\frac{i\alpha_2}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Вероятность осцилляций нейтрино зависит от трех углов смешивания, двух разностей квадратов масс $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2$ и дираковской CP-нечетной фазы δ . Майорановские фазы α_1 и α_2 не оказывают влияние на осцилляции аромата нейтрино, потому что нарушают сохранение суммарного лептонного числа, которое неизменно при осцилляциях.

Рассмотрим более подробно осцилляции в вакууме для трех типов нейтрино. Вероятность осцилляции между типом α в β будет выглядеть следующим образом:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2}{4E_\nu} L + \\ + 2 \sum_{k>j} \text{Im}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2}{2E_\nu} L \quad (3)$$

В этой формуле E_ν – энергия нейтрино, L – пролетная база или расстояние от источника нейтрино до детектора, в котором оно регистрируется. Чтобы преобразить это выражение для антинейтрино следует заменить U на U^* . Из формулы (3) следует, что осцилляции нейтрино однозначно возможны, только при наличии у нейтрино массы, в противном случае при $\Delta m_{ij}^2 = 0 \rightarrow P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$. Так же можно заметить, что проявление CP-нарушения возможно наблюдать

только в экспериментах на появлениях, так как $Im[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] = 0$, если $\alpha = \beta$. И стоит отметить, что осцилляции нейтрино не уменьшают общего потока нейтрино, так как $\sum_{\beta} P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = 1$. Однако, это верно, если осцилляции происходят только между тремя известными поколениями нейтрино. Если существует, так называемое, стерильное нейтрино, которое не детектируется через слабые взаимодействия в детекторе, то тогда, даже если регистрировать в детекторе все типы активных нейтрино, их общий поток будет меньше.

3. Типы экспериментов по изучению нейтринных осцилляций

Все эксперименты, направленные на изучение нейтринных осцилляций, по своему типу проведения делятся на эксперименты на исчезновение и на появление. В экспериментах на исчезновение измеренный поток нейтрино сравнивается с ожидаемым потоком. В этих экспериментах измеряется вероятность того, что тип нейтрино не изменился при осцилляциях. Основная проблема этого метода состоит в существующих неопределенностях в определении ожидаемого потока нейтрино. В экспериментах на появление детектируются нейтрино, которые отсутствовали в изначальном потоке. В осцилляционных экспериментах отношение L/E выбирается таким образом, чтобы быть чувствительными к определенным значениям Δm^2 . В этом случае значение отношения $\frac{\Delta m^2 L}{2E} \sim \pi/2$.

3.1 Эксперименты с короткой базой

В этих экспериментах расстояние от источника до детектора варьируется от нескольких десятков метров в реакторных экспериментах до одного километра в ускорительных экспериментах.

В реакторных экспериментах с короткой базой источником нейтрино являются реакторы, в которых электронные антинейтрино рождаются в β -распадах тяжелых ядер (в основном при делении ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu). Типичные показатели энергии нейтрино составляют несколько МэВ, что недостаточно для рождения μ и τ лептонов. Поэтому данные эксперименты возможно осуществлять только в режиме на исчезновение, то есть измеряя поток изначальных $\tilde{\nu}_e$. Детектор

в реакторных экспериментах с короткой базой располагается на расстоянии нескольких десятков метров от реактора. В эти экспериментах значение отношения $\frac{L}{E} \leq 10$ м/МэВ, что соответствует чувствительности к $\Delta m^2 \geq 0.1$ эВ².

Пучки нейтрино для ускорительных экспериментов с короткой базой получаются вследствие распадов пионов, мюонов и каонов, образованных при попадании протонного пучка в материал мишени. Такие эксперименты делятся на три типа: распады пионов на лету, распады остановившихся мюонов и «beam dump» эксперименты.

Нейтринный пучок, образованный от распадов пионов и каонов на лету, обычно имеет энергию в несколько ГэВ. Этот нейтринный пучок состоит из $\tilde{\nu}_\mu$ или ν_μ . Это зависит от полярности магнита, фокусирующего пионы и каоны. Так для пучка ν_μ , нейтрино образуется от распадов $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, с примесью $\tilde{\nu}_\mu$ около 1%, в основном от распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$. Типичное расстояние от распадного объема (длиной порядка 100 м) до детектора нейтрино составляет ~ 1 км. При такой конфигурации отношение $\frac{L}{E} \leq 1$ км/МэВ соответствует чувствительности к разности масс в $\Delta m^2 \geq 1$ эВ².

Нейтринный пучок, образованный в результате распадов остановившихся мюонов, имеет более низкие энергии (порядка нескольких десятков МэВ), относительно пучка от распадов пионов на лету. Мюонные нейтрино и антинейтрино образуются в результате распадов мюонов и пионов ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$). Эксперименты такого типа хороши для изучения осцилляций $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e$, поскольку $\tilde{\nu}_e$ не присутствует в продуктах распадов π^+ и μ^+ . Для таких ускорительных экспериментов с короткой базой $\frac{L}{E} \leq 1$ м/МэВ, а чувствительность к $\Delta m^2 \geq 1$ эВ².

3.2 Эксперименты с длинной базой

Основным отличием экспериментов с длинной базой от экспериментов с короткой базой является увеличенное на несколько порядков расстояние между

источником и детектором нейтрино. Так для реакторных экспериментов такого типа расстояние от реактора до детектора составляет порядка 1 км. Соответственно $\frac{L}{E} \leq 10^3 \text{ м/МэВ}$ и чувствительность к $\Delta m^2 \geq 10^{-3} \text{ эВ}^2$. В ускорительных экспериментах с длинной базой пучок мюонных нейтрино и антинейтрино образуется от распадов на лету каонов и пионов. Расстояние от распадного объема до детектора находится в диапазоне от 100 до 1000 км. Для таких экспериментов параметр $\frac{L}{E} \leq 10^3 \text{ км/МэВ}$, а чувствительность к $\Delta m^2 \geq 10^{-3} \text{ эВ}^2$. К ускорительным экспериментам с длинной базой, в частности, относится эксперимент T2K [3].

4. Выводы по Главе 1

Открытие нейтринных осцилляций явилось прорывом в Новую Физику за рамками Стандартной Модели. За несколько десятков лет в экспериментах с солнечными, атмосферными, реакторными и ускорительными нейтрино были измерены параметры смешивания и разности квадратов масс трех типов активных нейтрино. Несмотря на достигнутые огромные успехи в изучении природы и физики нейтрино, без ответа все еще остаются многие вопросы: нейтрино — это майорановская или дираковская частица; прямая или обратная иерархия масс присуща нейтрино и какую массу они имеют; существует ли стерильное нейтрино и каково количественное нарушение CP-симметрии в лептонном секторе. Поэтому большое количество современных ускорительных и реакторных экспериментов нацелены на изучение свойств нейтрино и сфокусировано на решение упомянутых выше фундаментальных вопросов.

Глава 2

Эксперимент T2K

Глава 2 посвящена ускорительному нейтринному эксперименту с длинной базой T2K. Приводится подробное описание экспериментальной установки и основные полученные результаты. Также рассматриваются перспективы развития эксперимента: добавление гадолиния в дальний детектор; увеличение интенсивности первичного протонного пучка; проект по апгрейду ближнего детектора; строительство нового детектора Hyper-Kamiokande.

1. Экспериментальная установка T2K

Эксперимент T2K [3] – это ускорительный нейтринный эксперимент с длинной базой. Основной целью данного эксперимента является точное измерение параметров нейтринных осцилляций и поиск CP-нарушения в лептонном секторе. Схема эксперимента представлена на Рис. 1.

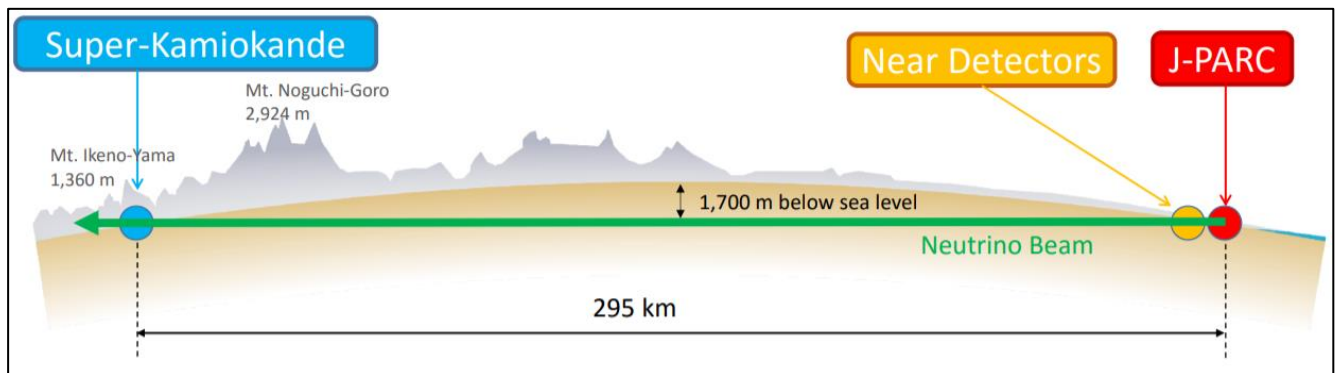


Рис. 1 Схема эксперимента T2K.

Основными элементами экспериментальной установки являются дальний детектор SK [30], расположенный в 295 км от мишени и ближний комплекс детекторов [31, 32], расположенный на расстоянии 280 м от мишени. Этот комплекс состоит из двух детекторов: детектора INGRID (Interactive Neutrino GRID), который находится

на оси пучка, и детектора ND280, расположенного под углом 2.5 градуса относительно оси пучка.

1.1 Нейтринный пучок

Нейтринный пучок для эксперимента T2K образуется с использованием протонного пучка, полученного на базе ускорительного комплекса J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex). В эксперименте впервые в мире была использована технология, предложенная для эксперимента E889 BNL, смещенного нейтринного пучка. Идея этой технологии заключается в том, что дальний детектор находится не на оси протонного пучка, попадающего в мишень, а под небольшим углом. В эксперименте T2K этот угол может изменяться в диапазоне от 2-х до 3-х градусов (в настоящее время произведена настройка на угол 2.5 градуса). Из кинематики распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$ следует, что при небольшом угле между импульсами нейтрино и пиона, энергия нейтрино практически не зависит от энергии родительского пиона [62]. Это позволяет добиться достаточно моноэнергетического нейтринного пучка (Рис. 2.).

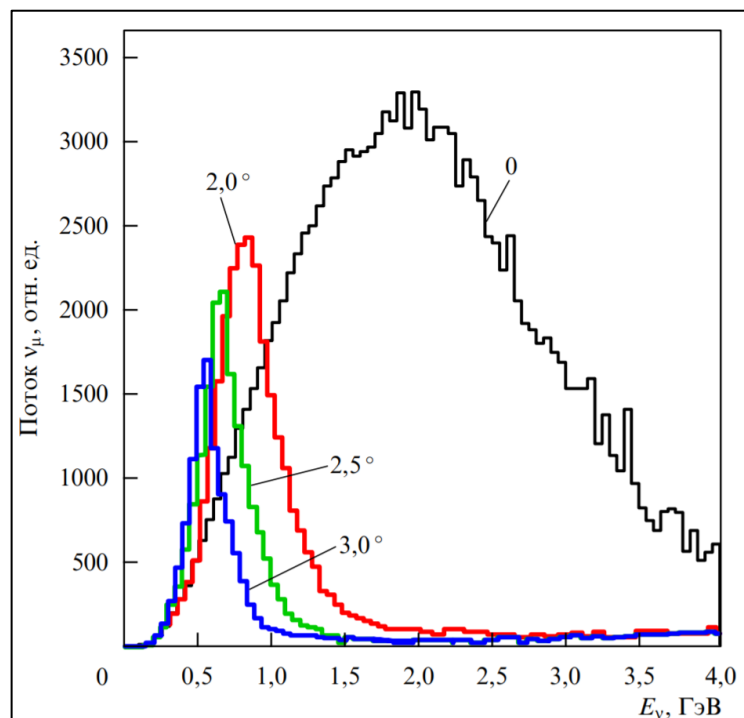


Рис. 2 Спектры нейтрино для различных углов относительно протонного пучка. Черная линия 0° , красная линия 2° , зеленая линия 2.5° , синяя линия 3° .

1.2 Дальний детектор Super-Kamiokande (SK)

Дальний детектор SK является водным черенковским детектором. Он представляет собой цилиндрический бак диаметром 39 м, высотой 42 м и объемом $\sim 50000 \text{ м}^3$. Детектор находится под горой Икенояма, толщина горной породы ~ 1 км, что соответствует 2700 метрам водного эквивалента и обеспечивает подавление фона практически в 10^6 раз [7]. Бак наполнен чистой водой, прозрачность которой для черенковского света с длиной волны 420 нм составляет ~ 100 м. Пространство внутри SK разделено на два: внутреннее и внешнее. Эти пространства оптически разделены между собой. Внешнее пространство имеет толщину водного слоя ~ 2.7 м, просматривается 1885 ФЭУ (фотоэлектронный умножитель) и служит в качестве активного вето на заряженные частицы и пассивного вето на нейтральные частицы, такие как нейтроны и γ -кванты, образованные в горной породе. Внутреннее пространство, являющееся нейтринной мишенью, просматривается примерно 11000 ФЭУ. Такая конструкция детектора позволяет регистрировать нейтрино в диапазоне энергий от 4.5 МэВ до 1 ТэВ. Идентификация событий в детекторе осуществляется исходя из формы и размеров черенковских колец. Различают однокольцевые мюоноподобные или электроноподобные, а также многокольцевые события.

1.3 Комплекс ближних детекторов

Комплекс ближних детекторов эксперимента T2K состоит из двух детекторов INGRID и ND280 (Рис. 3.). Этот комплекс предназначен для мониторинга качества нейтринного пучка вблизи мишени. Он должен обеспечить точность измерения энергетического разрешения на уровне 2%. А также осуществлять контроль профиля и направления нейтринного пучка

Детектор INGRID располагается на оси пучка. Он состоит из 14 детектирующих станций, расположенных крестом. Дополнительно также имеются еще два модуля. Каждый из модулей имеет поперечный размер $1 \times 1 \text{ м}^2$ и состоит из чередующихся одиннадцати слоев сцинтиллятора и десяти слоев стали. Толщина одного слоя стали 6.5 см. А каждый сцинтилляционный слой состоит из двух слоев

сцинтилляционных стрипов, расположенных перпендикулярно относительно друг друга. Сигнал с каждого из стрипов снимается с помощью спектросмещающего волокна и фотосенсора Hamamatsu MPPC.

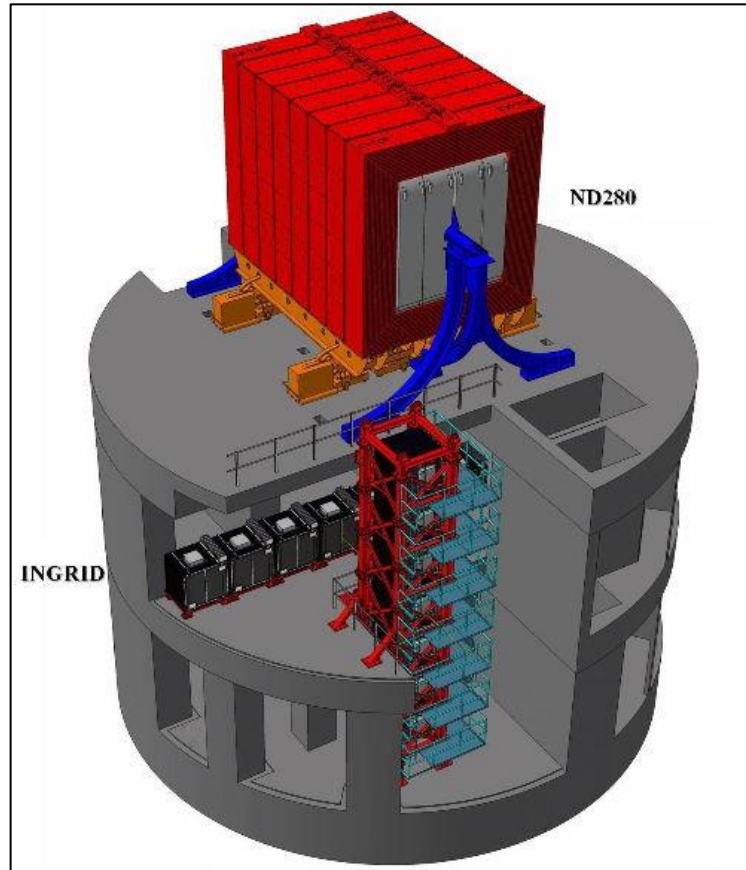


Рис. 3 Схематичное изображение системы ближних детекторов эксперимента T2K: INGRID и ND280.

Детектор ND280 располагается под углом в 2.5° относительно оси первичного протонного пучка. Он состоит из магнита UA1, в котором располагаются трековые детекторы: два высокосегментированных сцинтилляционных детектора FGD (Fine Grained Detector) и три времяпроекционные камеры TPC (Time Projection Chamber). А также другие детекторы: детектор нейтральных пионов P0D (π^0 Detector), электромагнитный калориметр ECAL (Electromagnetic Calorimeter) и детектор мюонного пробега SMRD (Side Muon Range Detector). Детекторы FGD состоят из слоев сцинтилляционных стрипов, расположенных поочередно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. В первом FGD сцинтилляционные слои следуют друг за

другом, а во втором между слоями сцинтиллятора располагаются слои воды толщиной в 3 см. Такая конфигурация позволяет измерять сечения взаимодействия нейтрино в воде и углероде. Три ТРС, находясь в магнитном поле 0.2 Т, позволяют идентифицировать мюоны и электроны с энергиями 0.3–1.0 ГэВ/с на уровне 5σ [7]. Детектор P0D состоит из сцинтилляционных слоев, каждый из которых состоит из двух слоев сцинтилляционных стрипов, расположенных в горизонтальной и вертикальной плоскости. Сцинтилляционные слои чередуются со слоями воды толщиной 3 см. Для улучшения детектирования фотонов, в центральной части детектора между соседними слоями сцинтилляционных стрипов установлены тонкие латунные пластинки. А в передней и задней части детектора установлены пластины из свинца. Электромагнитный калориметр ECAL состоит из чередующихся слоев сцинтилляционных пластин и свинца. Он окружает детектор P0D и трековые детекторы и предназначен для регистрации частиц, вылетающих из этих детекторов. Детектор SMRD предназначен для измерения импульсов мюонов, вылетающих из ТРС под большими углами. Он состоит из 2100 сцинтилляционных детекторов, расположенных в зазорах секций магнита UA1.

2. Основные результаты эксперимента T2K

Эксперимент T2K начал свою работу в 2009 году с технического рана. С 2010 года эксперимент набирает данные для физического анализа. Всего за время работы к настоящему времени было осуществлено 9 физических ранов. За эти 9 ранов было накоплено 3.29×10^{21} протонов на мишени. Из них 1.63×10^{21} (49.76%) для нейтринного режима работы эксперимента и 1.65 (50.24%) для режима работы с антинейтрино.

2.1 Появление ν_e в пучке ν_μ

В эксперименте T2K используется пучок мюонных нейтрино или антинейтрино. Регистрация электронных нейтрино в дальнем детекторе SK в чистом пучке мюонных нейтрино является прямым экспериментальным наблюдением осцилляций мюонного нейтрино в электронное. За 2011 год в эксперименте было обнаружено 6 таких событий, ожидаемый уровень фона

составил 1.5 события [63]. Статистический эффект осцилляций ν_μ в ν_e был на уровне 2.5σ . В 2013 году в дальнем детекторе SK было зарегистрировано еще 28 электронных нейтрино, при ожидаемом уровне фона 4.9 события, что приводит к значимости наблюдаемого эффекта, как осцилляции мюонного нейтрино в электронное, в 7.3σ [64]. Суммарные первичные результаты, полученные за все время работы эксперимента, на появление электронных нейтрино и антинейтрино в пучке соответствующих мюонных нейтрино приведены на Рис. 4.

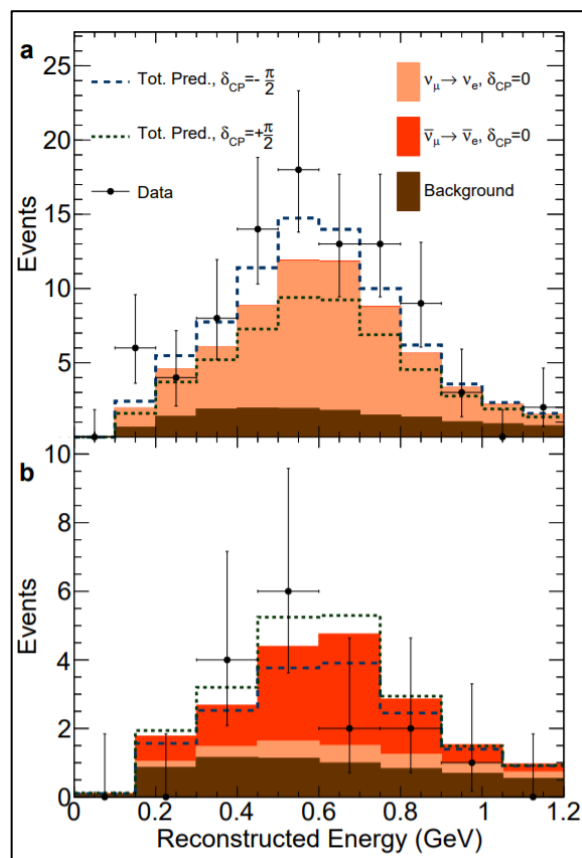


Рис. 4 Результаты, полученные за время работы эксперимента T2K. Количество электронных нейтрино (a) и антинейтрино (b), зарегистрированных в детекторе SK, при соответствующем пучке мюонных нейтрино.

2.2 Исчезновение ν_μ и параметры нейтринных осцилляций

Результаты на исчезновение мюонных нейтрино и антинейтрино, полученные за все время работы эксперимента, приведены на Рис. 5. Черной линией показан ожидаемый поток в случае отсутствия осцилляций, который в несколько раз превышает реальное количество событий, что является явным доказательством наличия осцилляций.

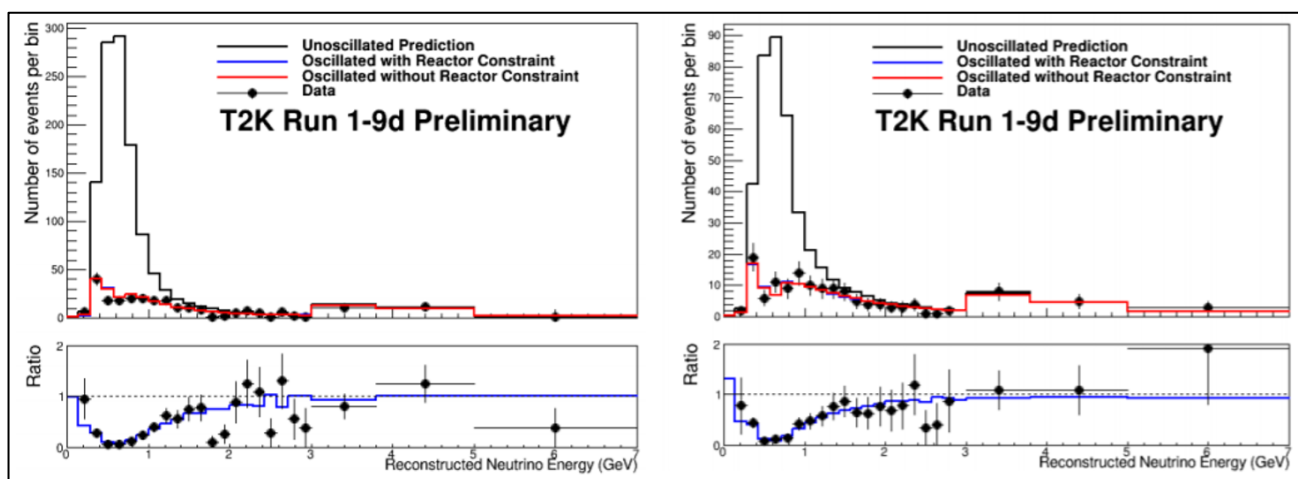


Рис. 5 Количество наблюдаемых мюонных нейтрино (слева) и антинейтрино (справа) в дальнем детекторе SK и их ожидаемое количество (черная линия) в случае отсутствия осцилляций.

Исходя из набранных экспериментом T2K данных были получены следующие значения для параметров нейтринных осцилляций: как для прямой, так и для обратной иерархий масс нейтрино $\sin^2(\theta_{23}) = 0.53^{+0.03}_{-0.04}$; для прямой иерархии масс нейтрино $\Delta m_{32}^2 = (2.45 \pm 0.07) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2/\text{с}^4$, а для обратной иерархии масс $\Delta m_{13}^2 = (2.43 \pm 0.07) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2/\text{с}^4$ [17]. Полученные в эксперименте T2K ограничения на осцилляционные параметры $\sin^2(\theta_{13})$ и Δm_{23}^2 при нормальной иерархии масс нейтрино представлены на Рис. 6.

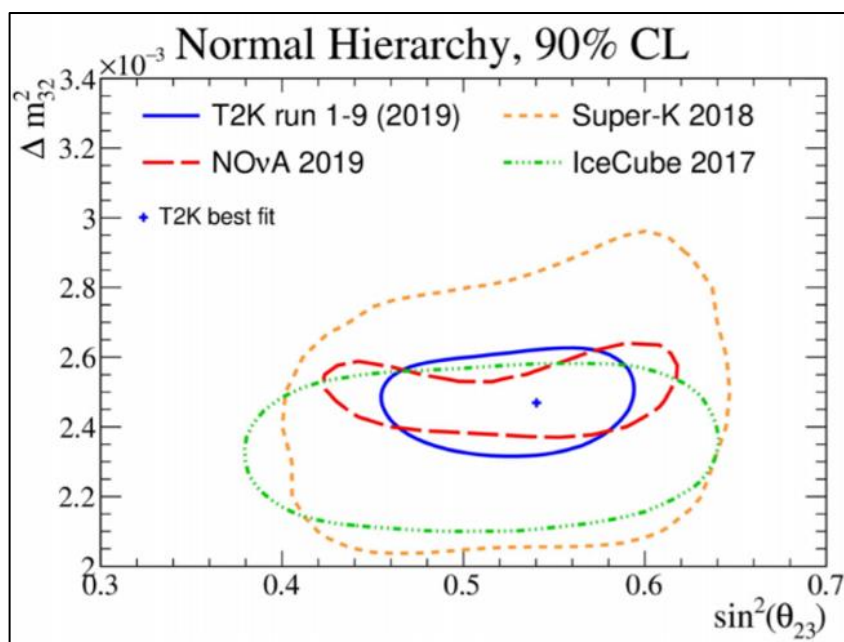


Рис. 6 Ограничения на $\sin^2(\theta_{13})$ и Δm_{23}^2 при нормальной иерархии масс нейтрино.

Также, на основе набранных за девять рангов данных, были получены вероятности прямой и обратной иерархий масс нейтрино. Вероятность прямой иерархии ($m_1 > m_2 > m_3$) составляет 88.9%, а вероятность обратной иерархии ($m_2 > m_1 > m_3$) составляет 11.1% [65].

2.3 CP-нарушение в лептонном секторе

Экспериментом T2K были установлены ограничения на значение параметра δ , отвечающего за наличие CP-нарушения в лептонном секторе (Рис. 7.). Этот параметр может принимать значения от -180° до 180° . При этом CP-сохраняется при $\delta = 0^\circ$ или 180° . Оба этих значения исключаются на уровне в 2σ и на уровне в 3σ исключаются значение параметра δ от -2° до 165° [17].

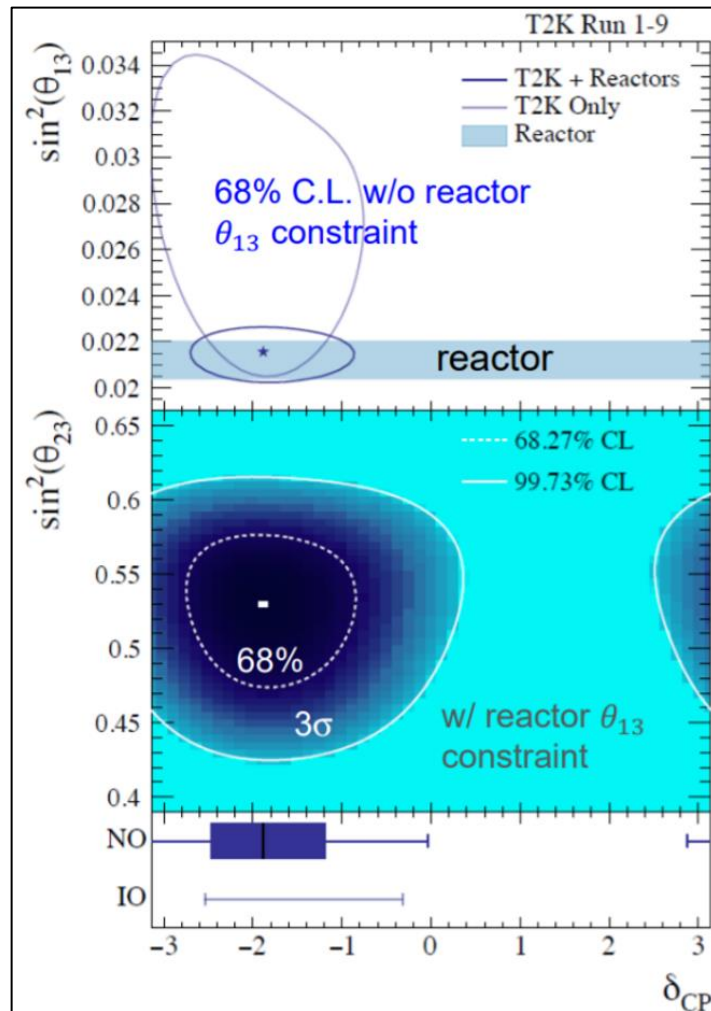


Рис. 7 Доверительные интервалы на параметр δ в зависимости от значения параметра $\sin^2(\theta_{13})$ с/без использования ограничения, полученного в реакторных экспериментах и для нормальной (NO) и обратной (IO) иерархии масс нейтрино.

3. Перспективы эксперимента T2K

В 2019–2020 году набор данных экспериментом T2K был приостановлен с целью проведения работ по модернизации нейтринного пучка. В ходе этих работ в 2021 году интенсивность должна быть повышена до 750 кВт, а в 2023–2025 годах до 1.3 МВт. Параллельно проводятся работы по улучшению экспериментальной установки: производятся работы по модернизации ближнего детектора ND280 и добавлению гадолиния в дальний детектор SK.

3.1 Добавление гадолиния в дальний детектор SK

В ходе работ по модернизации дальнего детектора в 2020 году должно быть осуществлено добавление гадолиния в воду детектора SK. Эта добавка важна для регистрации нейтронов, которые часто рождаются при взаимодействиях антинейтрино с водой в детекторе. Гадолиний захватывает нейтрон с испусканием фотона, который может быть легко зарегистрирован. Концентрация гадолиния должна быть доведена до уровня в 0.01% в водном объеме детектора. Добавка гадолиния призвана улучшить чувствительность детектора к нейтрино от сверхновых звезд. В случае обнаружения такой звезды в нашей галактике она позволит определить точный поток $\tilde{\nu}_e$, энергетический спектр и временной профиль путем выделений чистой выборки обратных β -событий. Кроме того, она позволит осуществлять ранний мониторинг различных астрономических событий, происходящих поблизости, и позволит осуществлять поиск черных дыр с очень поздним временем формирования. Технология использования гадолиния была проверена в R&D (Research & Development) эксперименте EGADS (Evaluating Gadolinium's Action on Detector System) [66]. Основная проблема, рассматриваемая в данном эксперименте, заключалась в разработке нового оборудования способного осуществлять фильтрацию для поддержания высокого качества воды в присутствии гадолиния. Такое оборудование, обеспечивающее непрерывную фильтрацию воды и удаляющее все примеси кроме $Gd_2(SO_4)_3$, было создано в рамках эксперимента EGADS. Тестирование этого оборудования происходило на 200-тонном баке заполненным чистой водой с 0.02% примесью гадолиния. За 2.5

года проведения эксперимента потерь гадолиния не было обнаружено, а прозрачность воды оставалась в допустимом для использования в SK диапазоне.

3.2 Модернизация ближнего детектора ND280

В 2017 году коллаборацией T2K был запущен проект по апгрейду ближнего детектора эксперимента (Near Detector Upgrade project) [34]. Основной целью этого апгрейда является уменьшение систематической ошибки в осцилляционном анализе. В результате этого апгрейда детектор POD будет заменен на новый высокосегментированный сцинтилляционный детектор SuperFGD [1, 2] и две горизонтальные TPC (Рис. 8.).

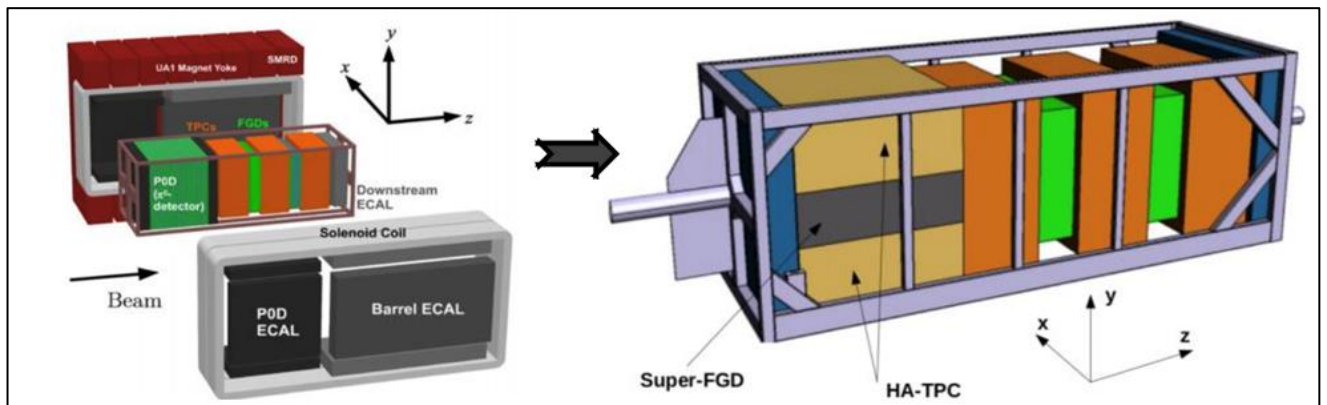


Рис. 8 Схематичное изображение детектора ND280 до и после апгрейда.

Необходимость этого апгрейда ND280 обуславливается следующими причинами:

- функционирующий в настоящее время трековый детектор регистрирует заряженные частицы, образованные в результате нейтринных взаимодействий и распространяющиеся в направлении падающего нейтринного пучка, в то время как регистрация таких частиц в дальнем детекторе SK происходит в полном телесном угле;
- для повышения точности восстановления спектра нейтрино вблизи мишени (до осцилляций) необходимо регистрировать все заряженные частицы, возникающие в результате нейтринных взаимодействий, в частности, регистрировать протоны с низким энергетическим порогом. В настоящее время

этот порог довольно высок и спектр нейтрино восстанавливается только из измеренных мюонов;

- при работе с пучком мюонных антинейтрино для повышения точности осцилляционных параметров необходимо регистрировать нейтроны, возникающие при взаимодействии через заряженный ток;
- чувствительность экспериментов T2K и Hyper-Kamiokande к CP-нарушению требует улучшения систематических погрешностей, для чего необходимо точное измерение сечений нейтринных взаимодействий.

Модернизация ближнего детектора ND280 позволит не только осуществлять регистрацию вторичных частиц от нейтринных взаимодействий в полном телесном угле внутри детектора, но и поможет подавить фон от нейтронов и γ -квантов. Ожидается, что апгрейд ближнего детектора позволит уменьшить систематические ошибки осцилляционных измерений с текущего уровня в 6–7 % до 3–4 % [35].

3.3 Детектор Hyper-Kamiokande и эксперимент T2HK

Строительство детектора Hyper-Kamiokande (HK) [39] продолжает эволюцию нейтринных экспериментов в Японии. Как K2K перешел в T2K, так теперь T2K переходит в T2HK (Tokai to Hyper-Kamiokande). HK – это водный черенковский детектор третьего поколения. В настоящее время он разрабатывается международной коллаборацией, состоящей из 450 участников из 19 стран. Детектор будет располагаться примерно в 295 км от ускорительного комплекса J-PARC. HK будет практически в 8 раз больше ныне существующего детектора SK. Бак будущего детектора будет вмещать в себя ~260 кт чистой воды, при этом активный объем (~180 кт) внутреннего детектора будет на 40% окружен 40000 20-дюймовых ФЭУ, а внешний объем будет просматриваться 13000 13-дюймовых ФЭУ. Работы по созданию HK были начаты в 2020 году и должны быть закончены к 2027.

Увеличение интенсивности пучка, в настоящее время производящееся в эксперименте T2K, также важно и для эксперимента T2HK. К началу работы детектора HK интенсивность пучка должна быть на МВт уровне. Помимо этого, в

эксперименте НК будет использоваться существующий ближний детектор эксперимента T2K – ND280, который в настоящее время также находится в процессе модернизации. Кроме того, для эксперимента T2HK планируется создать еще один ближний детектор (Рис. 9.). Новый ближний детектор будет располагаться на расстоянии 1–2 км от мишени в шахте глубиной ~50 м, заполненной чистой водой. Детектор будет представлять из себя бак диаметром 10 м и высотой 8 метров, объем бака будет просматриваться 480 ФЭУ. Также как и ND280, новый детектор будет располагаться под углом относительно первичного протонного пучка. Варьирование угла в диапазоне от 1° до 4° будет осуществляться путем подъема или опускания детектора в шахте. Новый ближний детектор должен быть готов к 2026 году.

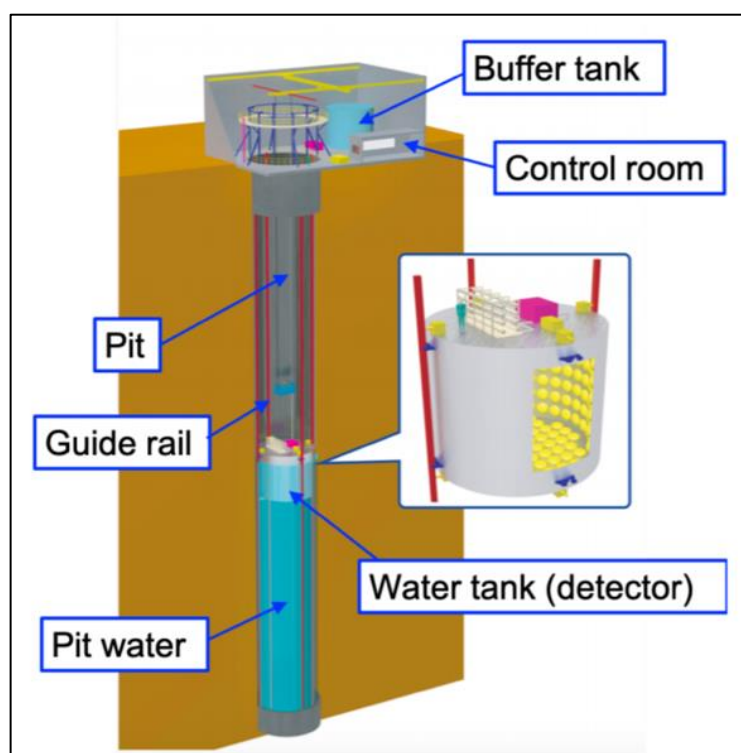


Рис. 9 Схематичное изображение нового ближнего детектора для эксперимента T2HK.

Создание детектора НК позволит с высокой точностью измерить CP-нарушение в лептонном секторе. Исследования атмосферных нейтрино в этом детекторе позволят точно определить иерархию масс нейтрино. Использование объединенных данных от ускорительных и атмосферных нейтрино позволит

проверить современную теорию осцилляций с тремя поколениями нейтрино. В детекторе будет реализована программа по точному измерению осцилляций солнечных нейтрино и поиску нейтрино от сверхновых звезд. А также НК позволит значительно улучшить существующий предел вероятности протонного распада по моде $p \rightarrow K^+\nu$ и на порядок улучшить предел вероятности протонного распада по моде $p \rightarrow \pi^0 e^+$ Рис. 10.

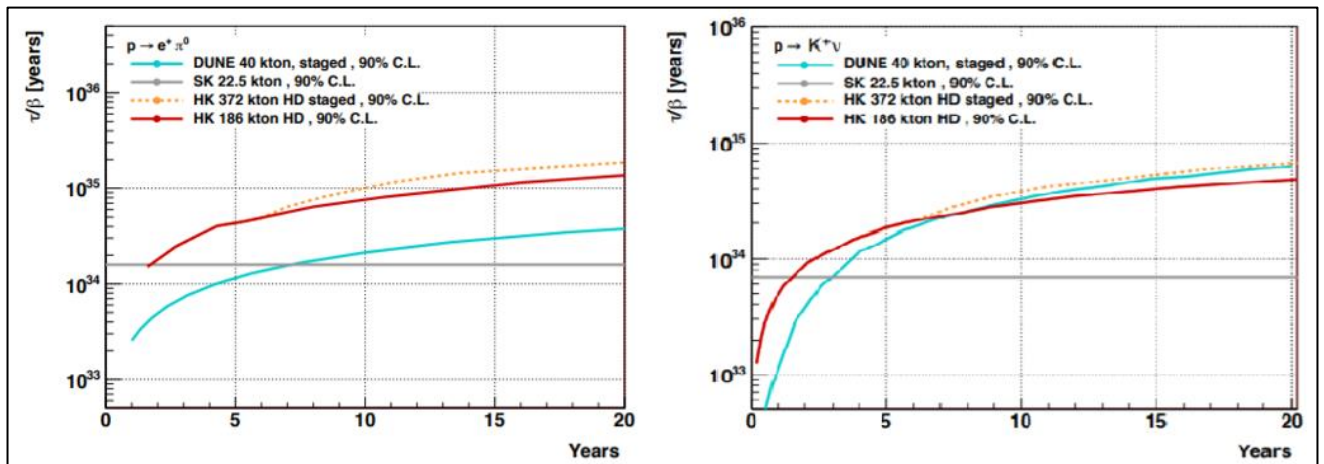


Рис. 10 Планируемые пределы измерения времени жизни протона в зависимости от времени работы детектора НК (слева мода распада $p \rightarrow \pi^0 e^+$, справа мода распада $p \rightarrow K^+\nu$).

4. Выводы по Главе 2

Ускорительный нейтринный эксперимент с длинной базой T2K за годы своей работы смог получить ряд фундаментальных физических результатов. Одними из них являются первый в мире наблюдаемый прямой переход (на уровне в 7.3σ) мюонных нейтрино в электронные и указание на отличие от нуля параметра δ , отвечающего за наличие CP-нарушения в лептонном секторе. В настоящее время производятся масштабные работы по модернизации нейтринного пучка, комплекса ближних детекторов и дальнего детектора Super-Kamiokande. Эти работы в том числе являются подготовительным этапом к переходу эксперимента T2K в эксперимент T2HK. Создание такого грандиозного детектора как Hyper-Kamiokande ставит целью ответить на многие вопросы, стоящие перед современной физикой, и определить направление исследований в нейтринной физике на многие годы.

Глава 3

Детектор SuperFGD

Глава 3 посвящена процессу разработки и созданию нового высокосегментированного детектора SuperFGD. Работы по этому детектору проводятся в рамках программы по апгрейду ближнего нейтринного детектора ND280 эксперимента T2K. В данной Главе приводится физическая мотивация создания нового детектора. Описывается общая структура и дизайн детектора. Приводятся результаты тестов двух прототипов детектора на пучке заряженных частиц ускорителя PS в CERN. Представлены результаты физических и механических тестов различных элементов детектора SuperFGD. Описывается технология сборки детектора в единую структуру и его современный статус.

1. Мотивация создания и структура нового детектора

В двух трековых детекторах FGD [67], используемых в ближнем нейтринном детекторе ND280 эксперимента T2K [3], применяются длинные сцинтилляционные стрипы, расположенные перпендикулярно к оси нейтринного пучка. Такая технология оптимизирована для частиц, имеющих большие пробеги и летящих вдоль оси пучка. Однако, регистрация частиц с малыми импульсами или с пробегами вдоль сцинтилляционного стрипа (перпендикулярно оси пучка) крайне затруднительна. Для таких частиц практически невозможно точно восстановить трек и импульс. Поэтому в рамках программы по апгрейду ближнего нейтринного детектора ND280 [34] был предложен вариант нового высокосегментированного сцинтилляционного детектора SuperFGD [1, 2]. Концепт детектора SuperFGD представлен на Рис. 11. Детектор будет состоять из сцинтилляционных кубиков с размером грани в 1 см. Каждый из этих кубиков покрыт отражателем и имеет три ортогональных отверстия диаметром 1.5 мм. Такой размер кубиков позволяет

сохранить приемлемый баланс между пространственным разрешением детектора и количеством каналов для считывания сигнала. Размер активной области детектора 192(ширина)×56(высота)×184(длина) кубика. Таким образом детектор будет состоять из 1978368 кубиков, иметь 56384 канала для считывания сигнала и обладать активной массой ~2 тонн. Спектрсмещающие волокна WLS (Wavelength Shifting) Kuraray Y11 (200) диаметром 1 мм [68] пропускаются через отверстия с каждой из сторон кубиков, чтобы регистрировать сцинтилляционный свет с трех сторон с помощью фотосенсоров Hamamatsu MPPC. Группа из 8 кубиков на Рис. 11. иллюстрирует метод считывания сигнала. Одно волокно проходит через ряд кубиков. Один из концов волокна просматривается фотосенсором, другой обрезан, без дополнительной обработки. Через каждый кубик проходит три ортогональных волокна. При такой конфигурации детектора сигнал с каждого из кубиков будет считываться с помощью уникальной комбинации из трех ортогональных волокон.

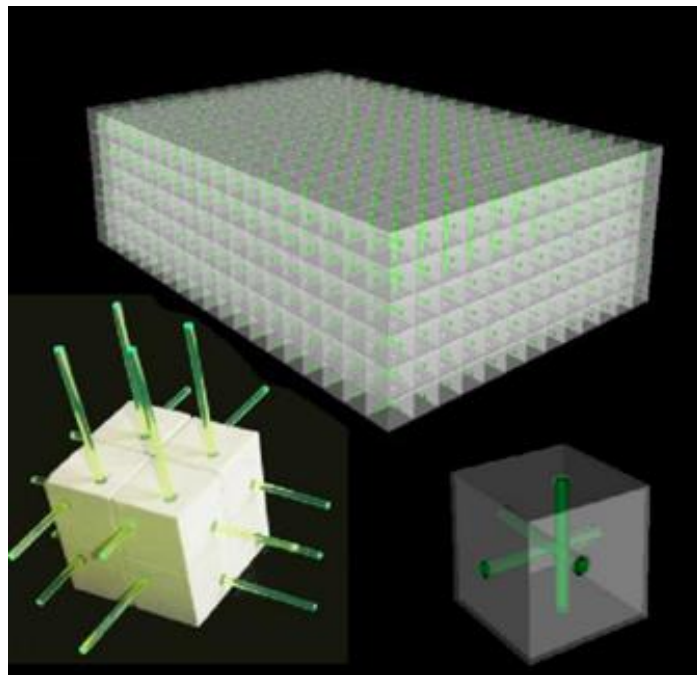


Рис. 11 Дизайн детектора SuperFGD. Группа из 8 кубиков иллюстрирует метод считывания сигнала.

Таким образом координата выделения энергии в детекторе может быть восстановлена с точностью, соответствующей размеру сцинтилляционного кубика. А частицы, рожденные в результате нейтринного взаимодействия внутри

SuperFGD и вышедшие из его объема, будут детектироваться с помощью существующих камер TPC [69], расположенных в прямом направлении, и двух новых НА-TPC (High Angle TPC) [34], расположенных непосредственно над и под детектором SuperFGD. Как показывают результаты моделирования такая конфигурация позволит значительно улучшить эффективности регистрации частиц для всех углов и снизить порог регистрации протонов с текущего уровня в 400–500 МэВ до 200–300 МэВ (Рис. 12.) [70].

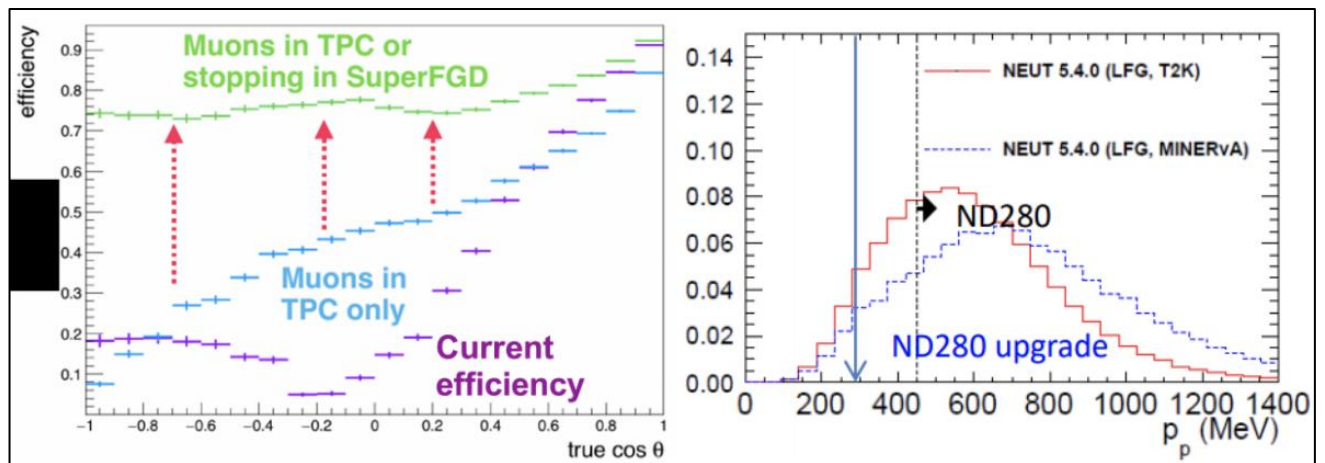


Рис. 12 Слева: эффективность регистрации мюонов в зависимости от угла их вылета относительно нейтринного пучка. Справа: порог регистрации протонов в детекторе ND280 до и после апгрейда.

Кроме этого, при работе эксперимента T2K в антинейтринной моде, детектор SuperFGD может позволить более точно восстанавливать энергию антинейтрино. Новый метод для улучшения восстановления энергии антинейтрино подробно представлен в [40]. Этот метод основан на точных измерениях кинетической энергии исходящего нейтрона. Нейтрон детектируется через регистрацию протона, рожденного при вторичном взаимодействии нейтрона (Рис. 13. слева). Антинейтрино взаимодействует с веществом детектора, образуя мюон и нейтрон в момент времени t_1 . В момент времени t_2 этот нейтрон взаимодействует с испусканием протона. Энергия этого нейтрона восстанавливается через измерение энергии протона и измерение времени между двумя событиями ($t_2 - t_1$). Как показали результаты Монте-Карло (МК) моделирования, эффективность регистрации нейтронов детектором SuperFGD при использовании данного метода

достаточно высока (Рис. 13. справа). Ожидается, что данный метод позволит улучшить энергетическое разрешение для антинейтрино до 7% относительно 15%, получаемых при использовании традиционных методов восстановления нейтринной энергии.

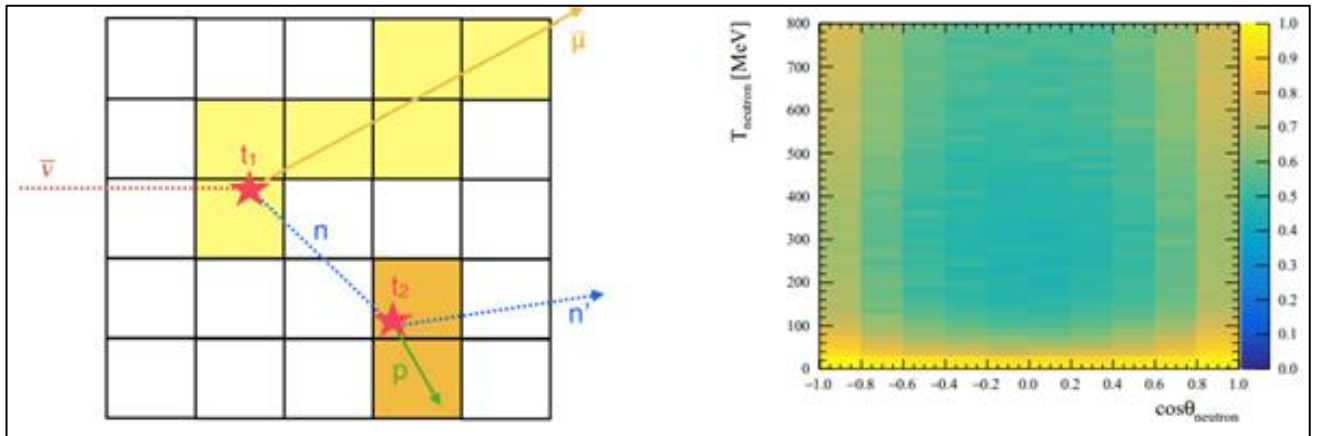


Рис. 13 Слева: пример детектирования нейтрона через наблюдение вторичного протона. Справа: эффективность регистрации нейтронов детектором SuperFGD (МК-моделирование).

Таким образом, использование детектора SuperFGD позволяет удовлетворить возрастающие требования к регистрации исходящего лептона, который при более низких энергиях испускается более анизотропно, а также любых дополнительных адронов от нейтринных взаимодействий или ядерного распада. А при работе эксперимента в антинейтринной моде значительно улучшить энергетическое разрешение для нейтрино за счет регистрации нейтронов. В итоге это должно позволить произвести в эксперименте T2K наблюдение CP-нарушения в лептонном секторе на уровне лучше, чем 3σ .

2. Изготовление кубиков

Кубики изготавливались методом литья под давлением компанией «Унипласт», расположенной в городе Владимир (Россия). Сцинтиллятор состоит из полистирола с добавлением 1.5% паратерфенила (РТР) и 0.01% 1.4-бис(трихлорметил)бензола (РОРОР). После пресс формы еще прозрачные кубики имели точные геометрические размеры, длина грани составляла 10.026 мм. Для покрытия кубиков отражателем на следующем этапе производства, поверхность

каждого из кубиков подвергалась травлению химическим агентом, что приводило к образованию белого микропористого слоя полистирола. Размер грани кубика после этого этапа составлял $10.167 \text{ мм} \pm 30 \text{ мкм}$. После нанесения отражателя каждый из кубиков помещался на специальное приспособление, фиксирующее кубик в одном положении на время сверления трех сквозных ортогональных отверстий диаметром 1.5 мм. Для сверления отверстий использовались прецизионные 3D фрезерно-гравировальные станки. Флуктуации позиции отверстия относительно сторон кубика (Рис. 14.) менее 50 мкм (среднеквадратичное отклонение), что является достаточным для полной сборки детектора на спектросмещающих оптических волокнах диаметром 1 мм.

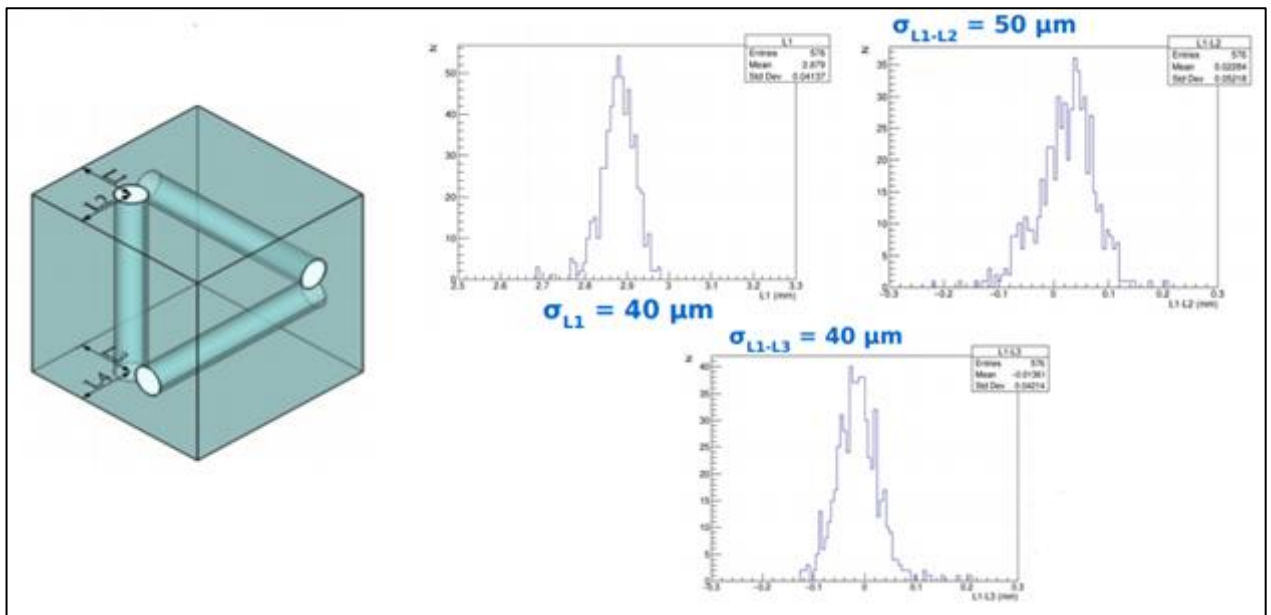


Рис. 14 Точность позиционирования отверстий в кубиках: относительно стороны кубика σ_{L1} ; относительно угла кубика σ_{L1-L2} ; для отверстий, расположенных на противоположных сторонах кубика, относительно друг друга σ_{L1-L3} .

3. Тестирование на пучке первого прототипа детектора SuperFGD

Осенью 2017 года были осуществлены тесты первого прототипа детектора SuperFGD. Прототип состоял из 125 сцинтилляционных кубиков $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$, изготовленных методом экструзии, и имел размеры $5 \times 5 \times 5$ кубиков (Рис. 15.). Тестирование производилось на пучке ускорителя PS в CERN. Пучок состоял из заряженных частиц, в основном из позитронов и протонов, и имел энергию 6 ГэВ/с.

Сигнал с прототипа снимался с помощью 75 спектросмещающих волокон Kuraray Y11 S-типа диаметром 1 мм и длиной 1.3 м. Один из концов каждого из волокон просматривался с помощью фотосенсора Hamamatsu MPPC 12571-025C с размером активной области $1 \times 1 \text{ см}^2$, состоящей из 1600 пикселей [71]. Другой конец волокон был покрыт светоотражающей краской на основе алюминия.

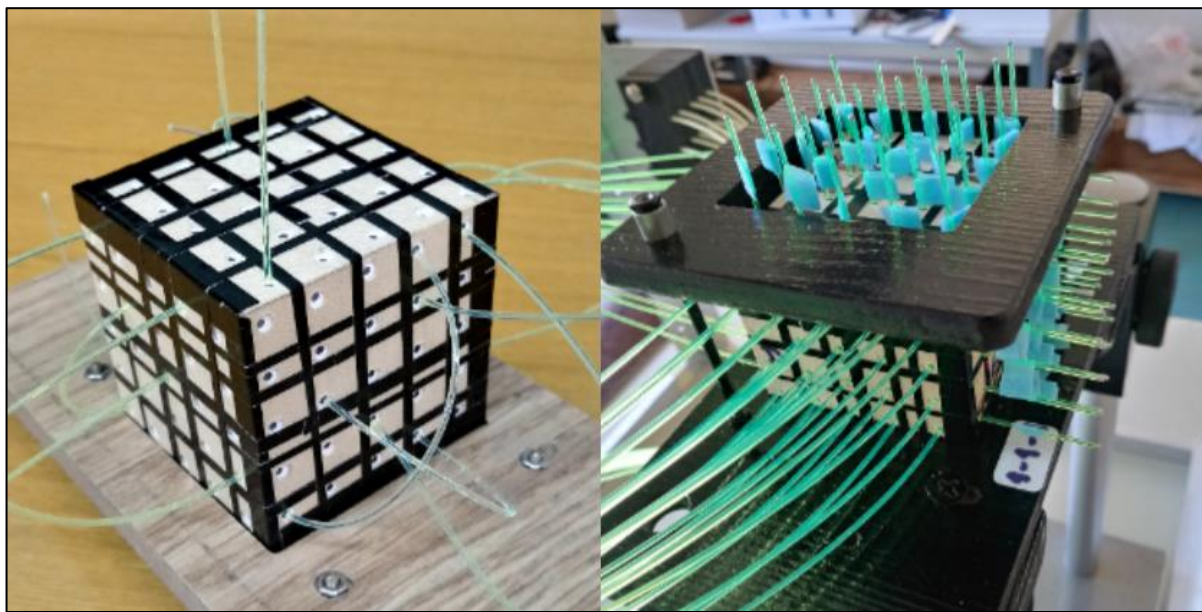


Рис. 15 Фотографии первого прототипа детектора SuperFGD.

Для тестов последовательно использовались два различных комплекта электроники. Первый обеспечивал одновременное считывание сигнала со всех каналов прототипа при помощи многоканальных плат на основе ASIC «CITIROC», применяемых в детекторе Baby MIND (Magnetized Iron Neutrino Detector) [72]. Эти электронные платы обеспечивают считывания сигнала с детектора без мертвого времени во временном интервале в 2.5 нс, что позволяет удобно выбирать и восстанавливать треки в детекторе. А для определения основных параметров прототипа в этом тесте применялся 16-канальный цифровой преобразователь CEAN DT5742 с частотой в 5 ГГц и разрешением 12 бит. Все результаты, полученные при тестировании первого прототипа детектора, приведенные в данной работе, получены при использовании информации с этого цифрового преобразователя.

Для выделения в пучке минимально ионизирующих частиц применялись два триггерных счетчика размерами $3 \times 3 \times 10$ мм³, расположенных перед и за прототипом на расстоянии 26 см друг от друга. Сигнал с одного из этих триггеров использовался для запуска цифрового преобразователя, а сигнал со второго триггера применялся при последующем анализе данных. Так же перед прототипом был установлен сцинтилляционный счетчик анти-совпадений. Он обладал площадью 10×10 см² и имел отверстие 9 мм в диаметре для пучка. Данный счетчик применялся для минимизации возможных случайных совпадений в прототипе. Сигнал с двух триггеров и счетчика также, как и в прототипе, снимался с помощью фотосенсоров Hamamatsu MPPC 12571-025C.

3.1 Световыход

Световыход (л.у.) в тестах прототипа определялся путем последовательного сканирования с шагом в 2 мм (Рис. 16.) трех центральных кубиков в горизонтальной плоскости, расположенных в задней части прототипа.

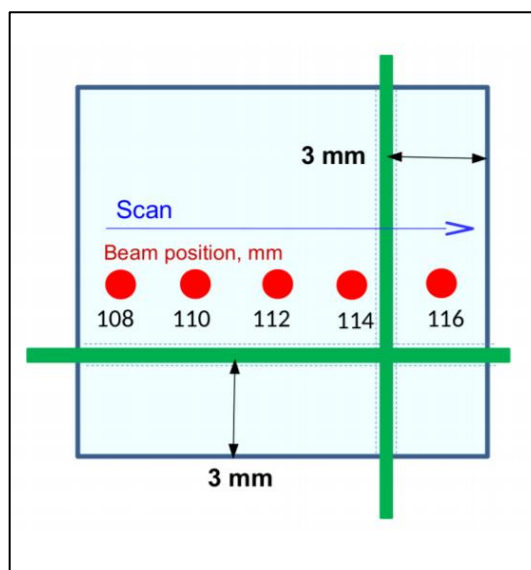


Рис. 16 Сканирование пучком сцинтилляционного кубика. Показано положение вертикальных и горизонтальных волокон (отмечены зеленым) относительно точек прохождения пучка (отмечены красным).

Частицы в пучке выделялись с помощью двух маленьких триггеров площадью 3×3 мм². А сигнал с каждого из сканируемых кубиков снимался с помощью двух ортогональных пучку волокон. Результаты сканирования представлены на Рис. 17.

Несмотря на то, что площадь перекрытия триггеров сопоставима с размером кубика, для вертикальных волокон наблюдается корреляция между световыходом и позицией триггеров, тогда как для горизонтальных волокон флуктуация световыхода находятся в пределах точности измерений. Значение световыхода с кубика в тестах варьировалось в зависимости от канала от 36 до 50 ф.э./волоконно/МІР. Среднее же значение световыхода с кубика на одно волокно составило 40 ф.э./МІР, а на два волокна 80 ф.э./МІР.

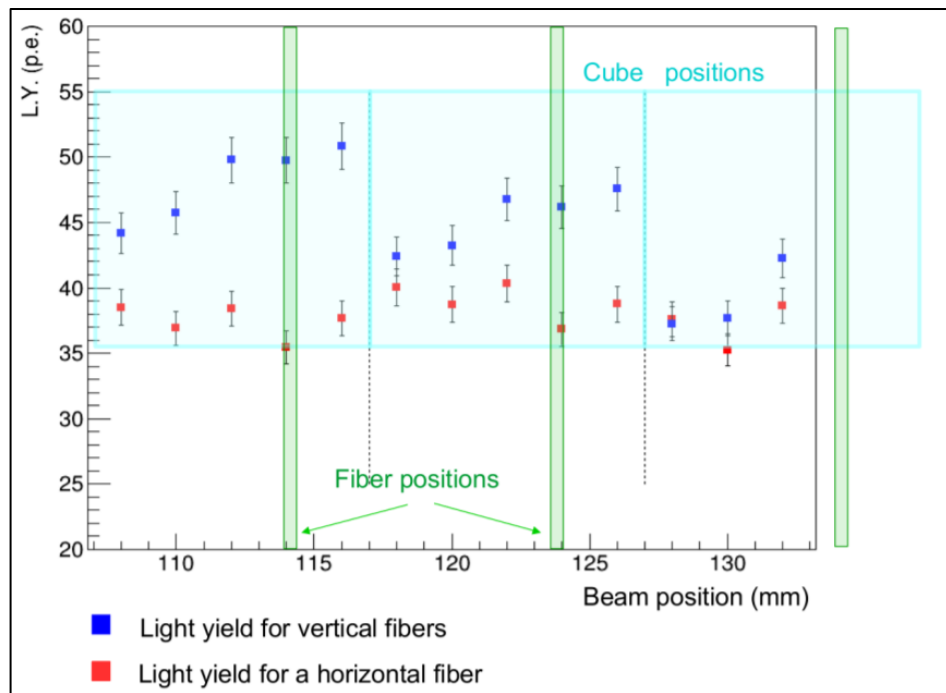


Рис. 17 Световыход с горизонтальных и вертикальных волокон относительно точки прохождения пучка. На картинке отмечены зеленым позиции вертикальных волокон.

3.2 Оптический crosstalk

Несмотря на то, что все сцинтилляционные кубики покрыты отражателем, часть сцинтилляционного света все равно проходит сквозь него и попадает в соседние кубики. Такой оптический crosstalk определялся в тестах путем измерения сигнала с кубиков, которые соседствуют с кубиком, через который прошла частица («зажженный» кубик). И вычислялся как отношение сигнала с соседнего кубика к сигналу с «зажженного» кубика. Результаты измерения оптического crosstalk в четырех направлениях от «зажженного» кубика показаны на Рис. 18. слева. На Рис. 18. справа приведен пример оптического crosstalk по одному из направлений.

Значение для оптического crosstalk более чем 30% может быть объяснено наличием электромагнитных ливней. В среднем оптический crosstalk составил 3.7% на одну грань кубика. Экстраполируя полученные результаты, можно оценить, что до 20% сцинтилляционного света проходит через отражатель из «зажженного» кубика в соседние через 6 сторон кубика.

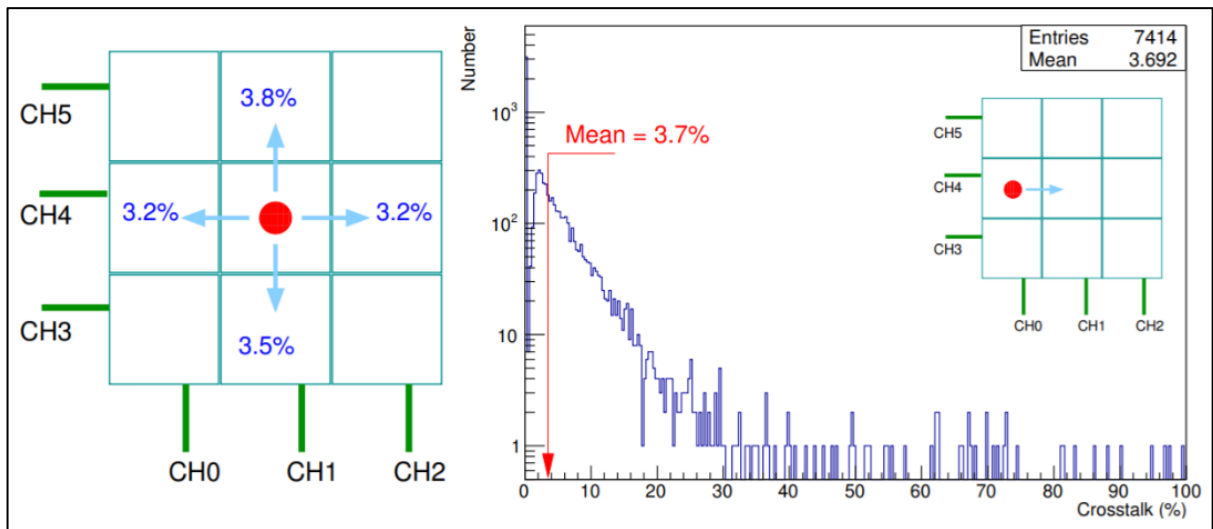


Рис. 18 Слева: оптический crosstalk по четырем направлениям от "зажженного кубика". Справа пример сигнала с кубика CH1/CH4 при прохождении частицы через кубик CH0/CH4.

3.3 Временное разрешение

Время нарастания сигнала (в диапазоне от 0.1 до 0.9 от максимальной амплитуды) после предусилителей составило 7 нс. При частоте цифрового преобразователя в 5 ГГц получается порядка 40 отметок с шагом в 200 пс на фронте сигнала. Базовая линия сигнала определялась путем аппроксимации точек до начала сигнала, а наилучшее значение временного разрешения достигалось на уровне 10% от максимальной амплитуды сигнала. Временное разрешение (σ_t) с одного сцинтилляционного кубика на одно волокно составило 0.95 нс, а с одного кубика на два волокна 0.65–0.71 нс (Рис. 19.).

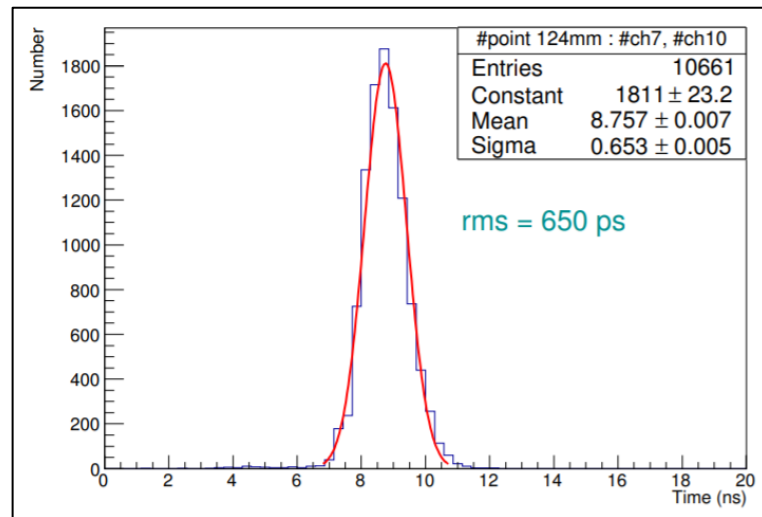


Рис. 19 Временной спектр для одного кубика при считывании сигнала с двух волокон.

3.4 Основные результаты тестов первого прототипа

Первый тест прототипа, состоявшего из $5 \times 5 \times 5$ кубиков, был осуществлен осенью 2017 года в CERN. В ходе теста были измерены основные параметры прототипа. Среднее значение световыхода с одного кубика на одно волокно составило ~ 40 ф.э./МIP, а с одного кубика на два волокна ~ 80 ф.э./МIP. Временное разрешение с одного кубика на одно волокно составило 0.95 нс, а на два волокна – 0.65–0.71. Оптический crosstalk через одну сторону кубика составил $\sim 3\%$.

4. Тестирование на пучке второго прототипа детектора SuperFGD

Многообещающие результаты первого теста послужили мотивацией к проведению тестирования прототипа большего размера: $24 \times 8 \times 48$ кубиков (оси X, Y и Z соответственно) (Рис. 20.).



Рис. 20 Фотографии второго прототипа детектора SuperFGD.

При такой конфигурации прототип состоял из 9216 кубиков, изготовленных, как и в случае с первым прототипом, методом экструзии, и имел 1728 каналов для считывания сигнала. Длины волокон в прототипе равнялись длинам его сторон. Данный прототип был тщательно протестирован летом 2018 года на канале заряженных частиц T9 ускорителя PS в CERN.

4.1 Экспериментальная установка

Для снятия сигнала с прототипа применялись 1728 волокон Kuraray Y11 S-типа диаметром 1 мм. Длины волокон равнялись длинам сторон прототипа. Один из концов каждого из волокна просматривался одним из трех типов фотосенсоров. Схема расположения фотосенсоров в прототипе показаны на Рис. 21., а их характеристики указаны в Табл. 1. Другой конец волокна был просто обрезан, не использовалась как полировка, так и светоотражающее покрытие.

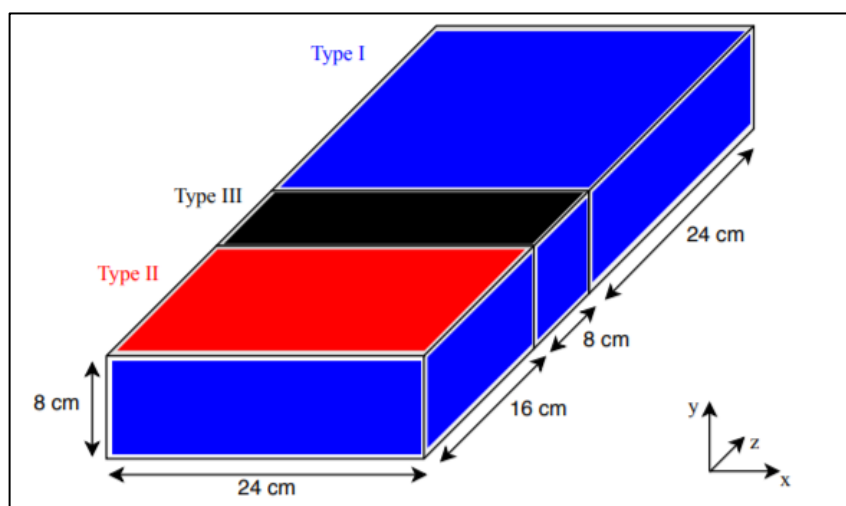


Рис. 21 Схема расположения фотосенсоров в прототипе детектора SuperFGD. Синий цвет: 1152 МРРС 1-ого типа. Красный цвет: 384 МРРС 2-ого типа. Черный цвет: 192 МРРС 3-его типа.

Для тестов использовалась электроника максимально приближенная к той, что будет использоваться в эксперименте T2K. Она основана на электронике, разработанной для детектора Baby MIND эксперимента WAGASCI (Water grid and scintillator detector) [73]. Данная электроника, базирующаяся на интерфейсе ASIC CITIROC, была разработана для считывания сигнала с МРРС и была выбрана в качестве основной считывающей электроники для детектора SuperFGD. Основным

компонентом этой электроники является FEB (Front End Board), на котором размещены три платы CITIROC. Прототип был оснащен 18 FEB распределенным по четырем миникрейтам. На каждую из плат CITIROC приходило по 32 канала, соответственно на каждый из FEB приходило по 96 каналов. Помимо трех CITIROC каждый из FEB содержал одну FPGA (Field Programmable Gate Array), предназначенную для синхронизации и управления потоком данных, 8-канальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП), используемый для оцифровки аналоговых сигналов CITIROC, и USB 3.0 для передачи данных на персональный компьютер.

Табл. 1 Основные параметры фотосенсоров трех типов, применяемых в прототипе детектора SuperFGD.

Параметры	Тип 1	Тип 2	Тип 3
Серия	S13360-1325CS	S13081-050CS	S12571-025C
Количество в прототипе	1152	384	192
Размер пикселя [мкм]	25	50	25
Количество пикселей	2668	667	1600
Активная площадь [мм ²]	1.3 × 1.3	1.3 × 1.3	1.0 × 1.0
Рабочее напряжение [В]	56 – 58	53 – 55	67 – 68
PDE [%]	25	35	35
Темновой ток [кГц]	70	90	100
Усиление	7×10^5	1.5×10^6	5.15×10^5
Crosstalk [%]	1	1	10

Схема экспериментального холла представлена на Рис. 22. Детектор TRC, представленный на схеме, располагался выше по линии пучка и участвовал в другом исследовании. Прототип находился в магните MNP17, обеспечивающем магнитное поле в 0.2 Т. Для защиты электроники она была закреплена на алюминиевых направляющих и вынесена за пределы магнита. Импульс частиц в пучке выбирался отдельно для каждого рана и варьировался в диапазоне от 400 МэВ/с до 8 ГэВ/с. В тестах использовались две основные моды для пучка: «адронная» мода, включающая положительно и отрицательно заряженные частицы различных типов (π^+ и π^- , μ^+ и μ^- и e^+ и e^-); и «мюонная» мода, при которой использовались замедлители пучка, обеспечивающие подавление адронной компоненты. Триггерная система, состоящая из трех сцинтилляционных

детекторов (S_1 , S_2 и S_3) и одного черенковского детектора (C_2), использовалась в тестах для идентификации различных типов частиц.

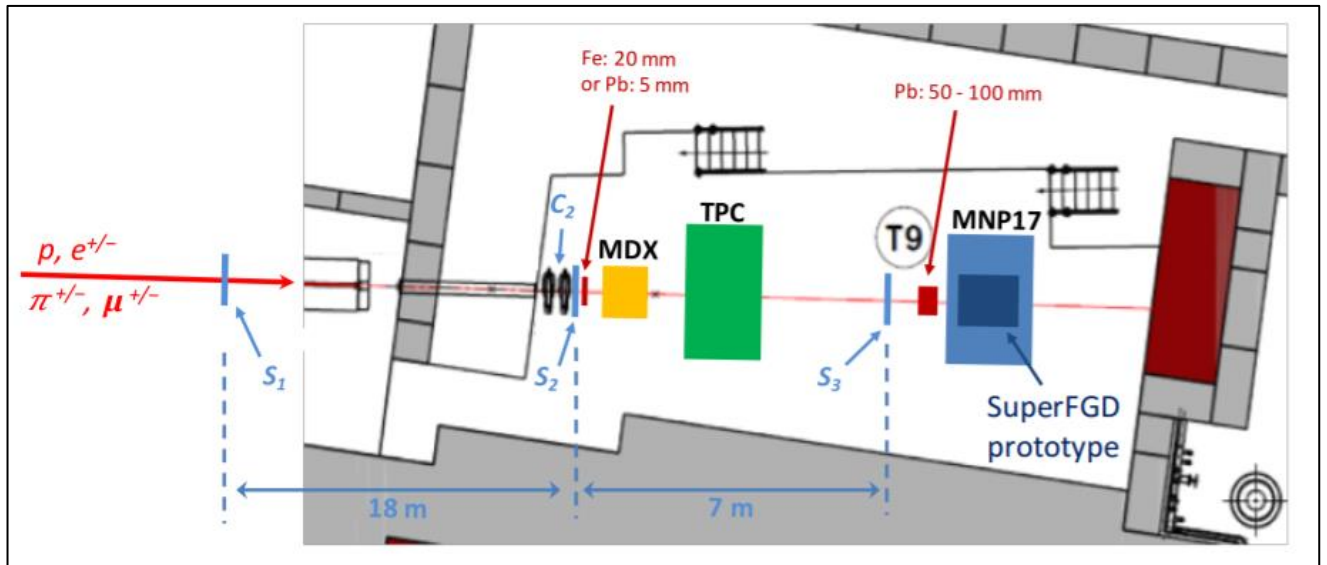


Рис. 22 Схема экспериментального холла при тестировании второго прототипа детектора SuperFGD.

4.2 Калибровка

Сигнал с каждого из МРРС поступает на СИТИРОС, который разделяет его по двум направлениям: с высоким коэффициентом усиления High Gain (HG) и с низким коэффициентом усиления Low Gain (LG) (Рис. 23.).

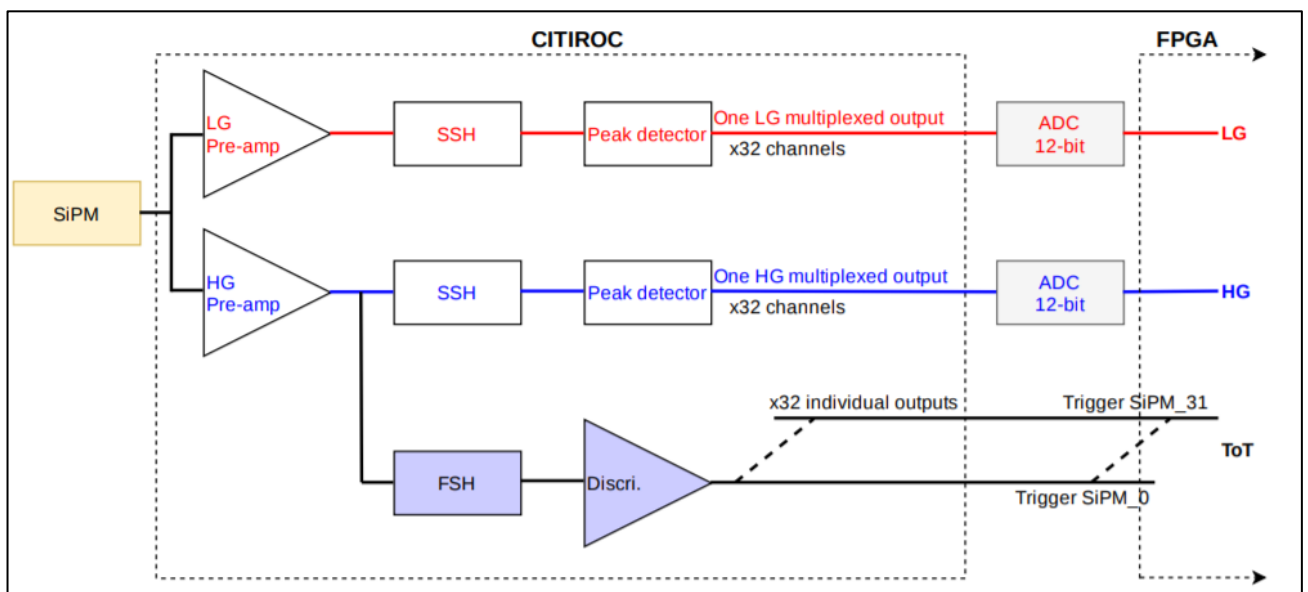


Рис. 23 Схема трех путей определения амплитуды сигнала. Для каждого из путей необходим свой способ калибровки.

Каждый из этих путей начинается с независимо настраиваемого предусилителя, за которым следует медленный формирователь Slow Shaper (SSH). Далее аналоговые сигналы с LG и HG оцифровываются на 12-битном АЦП на FEB. Помимо этого, CITIROC имеет независимый путь с быстрым формирователем Fast Shaper (FSH), который может быть подключен к выходам предусилителей с HG и LG. В данных тестах использовался выход с предусилителя HG. Сигнал с FSH обрабатывается через дискриминатор с регулируемым порогом непосредственно на FEB FPGA с частотой 400 МГц, присваивая временные метки нарастания и спада фронта входящего сигнала. Разница во времени между метками, соответствующим времени нарастания и спада сигнала, дает время превышения сигнала над уровнем порога Time-over-Threshold (ToT), которое является функцией от амплитуды сигнала. Это очень важно для регистрации сигналов, которые иначе не были бы зарегистрированы через HG и LG, так как из-за мертвого времени только одно событие на HG и одно событие на LG могут быть зарегистрированы за каждые 19.12 мкс. Тогда как в ToT события могут записываться непрерывно, без какого-либо мертвого времени.

Таким образом имеется три варианта определения амплитуды сигнала: в каналах АЦП для HG и LG и в наносекундах для ToT. Калибровки для перевода сигналов в ф.э. для каждого из трех случаев имеют свои особенности. Для калибровки сигнала с HG (Рис. 24. слева) требуются четкие фотоэлектронные пики, которые могут быть получены или на шумах, или при использовании калибровочной системы. Для калибровки сигнала с LG (Рис. 24. справа) используются данные с HG. А для калибровки ToT для сигналов ниже 100 ф.э. используются данные с HG (Рис. 25. слева), а для сигналов выше 100 ф.э., используются данные с LG (Рис. 25. справа). Для итоговой калибровки сигнала в ф.э. использовались данные со всех трех вариантов определения амплитуды. Если сигнал в HG существует и ниже насыщения, то информация бралась с этого канала. Если одно или сразу оба из этих требований не удовлетворялись, то информация

бралась с LG (если сигнал в LG существует и ниже насыщения). В противном случае информация о сигнале бралась с ToT.

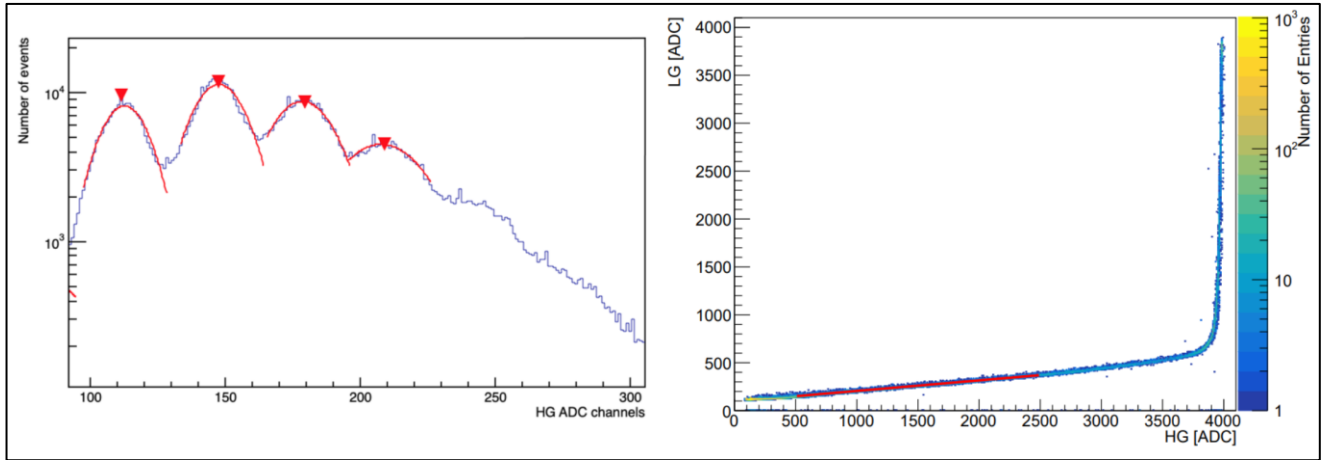


Рис. 24 Примеры калибровки сигнала. Слева: калибровка по HG с использованием фотоэлектронных пиков. Справа: калибровка по LG с использованием данных с HG.

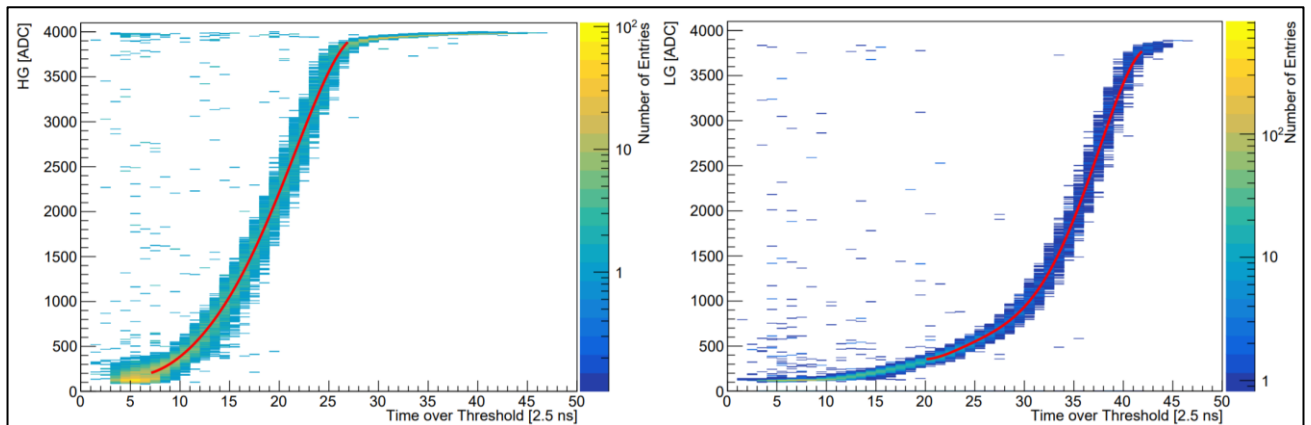


Рис. 25 Примеры калибровки сигнала. Слева: калибровка по ToT с использованием данных с HG. Справа: калибровка по ToT с использованием данных с LG.

4.3 Затухание сигнала в волокне

Распространяясь в волокне, сигнал ослабевает. Кривая затухания аппроксимировалась с использованием эмпирического уравнения:

$$y(d) = LY_0 \left(a e^{\frac{-d}{L_s}} + (1 - a) e^{\frac{-d}{L_L}} \right), \quad (4)$$

где LY_0 – первоначальный световойход, a – весовой коэффициент, L_s и L_L – соответственно первая (короткая) и вторая (длинная) длины затухания и d – расстояния до центра кубика. Затухание сигнала измерялось на мюонах,

пролетевших через весь прототип, для волокон длиной 8 см и 24 см. Результаты представлены на Рис. 26. Вторая длина затухания бралась из спецификаций производителя [68] и равнялась 4 м. А лучшие значения параметров при обработке экспериментальных данных оказались равны: $LY_0 = 59.66 \pm 2.21$ ф.э.; $L_S = 6.31 \pm 1.87$ см; $a = 0.14 \pm 0.03$.

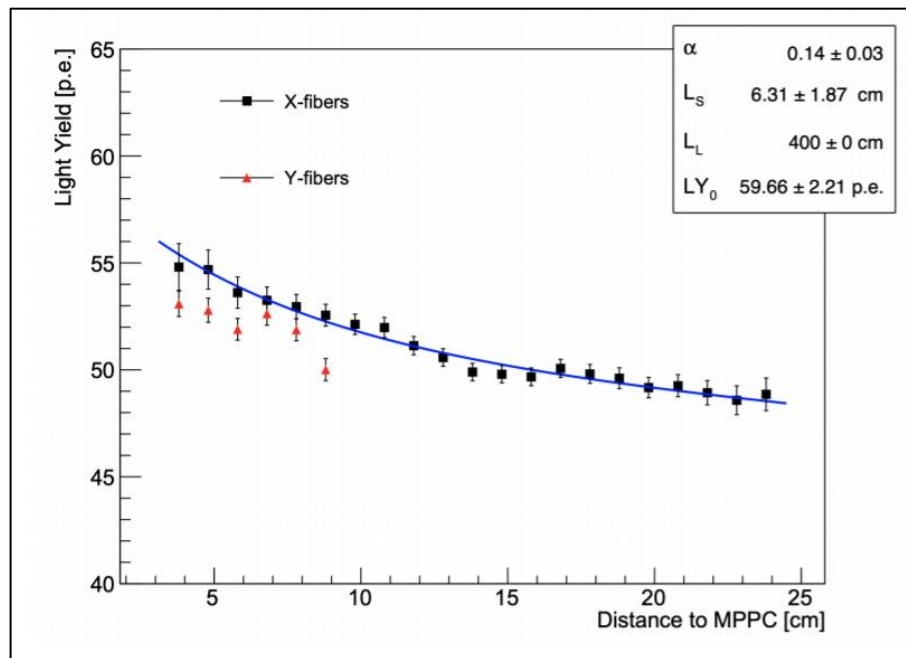


Рис. 26 Световыход в зависимости от расстояния до МРРС для волокон длиной 24 см (черные точки) и для волокон длиной 8 см (красные точки).

4.4 Световыход и оптический crosstalk

В связи с тем, что в прототипе использовались несколько типов МРРС, а также событие могло произойти на разном расстоянии до МРРС даже для волокон с равной длиной, появляются некоторые дополнительные параметры в определении основных характеристик сцинтилляционных кубиков. Для исследования однородности световыхода с разных кубиков применялись мюоны с энергией 0.8 ГэВ, треки у которых были максимально прямыми, для минимизации разницы в пробеге мюона в каждом из кубиков. Также для каждого из кубиков делалась поправка на затухание сигнала в волокне, и рассматривались волокна подключенные к МРРС одного типа. Результаты измерения световыхода для 2291 кубика, сигнал с которых снимался с помощью горизонтальных волокон длиной 24

см показан на Рис. 27. слева, а результаты измерения световыхода для 1072 кубиков, сигнал с которых снимался с помощью вертикальных волокон длиной 8 см показан на Рис. 27. справа. После приведения всех поправок световыход с горизонтальных волокон с одного кубика оказался равен 58 ± 7 ф.э., а с вертикальных волокон на один кубик 59 ± 8 ф.э.

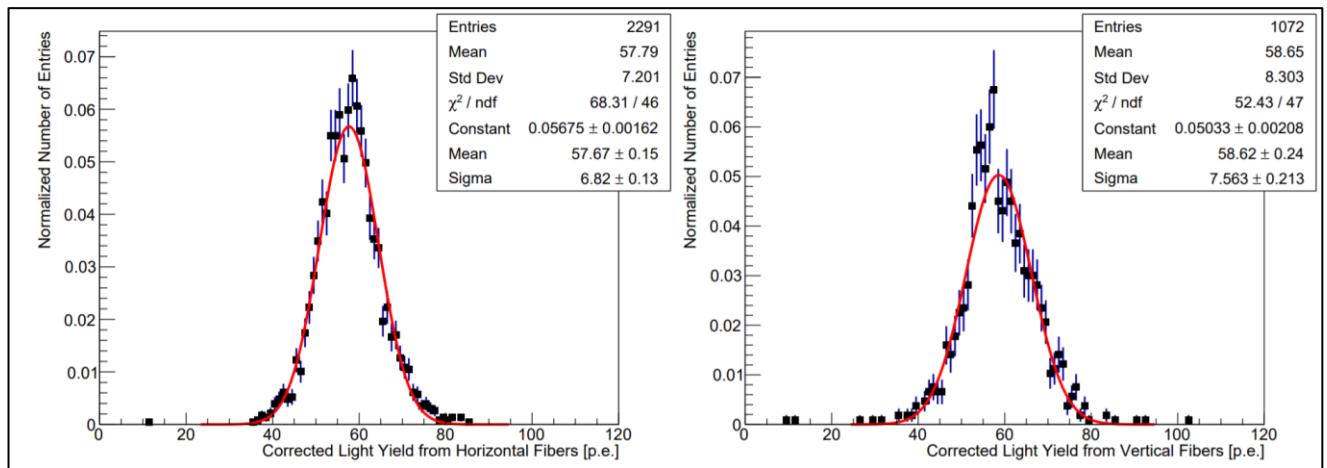


Рис. 27 Распределение световыходов сцинтилляционных кубиков при снятии сигнала с горизонтальных волокон (слева) и вертикальных волокон (справа).

Помимо этого, была исследована зависимость световыхода от типа МРРС, на который приходит сигнал. Результаты измерения среднего световыхода, полученного при анализе сигнала при различных настройках пучка и без поправки на затухание сигнала в волокне, представлены в Табл. 2.

Табл. 2 Среднее значение световыхода для МРРС трех типов и волокон длиной 8 и 24 см.

Длина волокна	Тип МРРС	Серия МРРС	Количество МРРС	Средний световыход, ф.э.
24 см	Тип 1	S13360-1325CS	384	50.16
8 см	Тип 1	S13360-1325CS	192	52.53
8 см	Тип 2	S13081-050CS	128	51.56
8 см	Тип 3	S12571-025C	64	42.14

Волокна длиной в 24 см подключались только к одному типу МРРС, а волокна длиной 8 см к МРРС трех различных типов. МРРС первого и второго типа показали примерно равные результаты, тогда как световыход с МРРС третьего типа несколько ниже. Это может, в частности, быть объяснено геометрией в месте соединения волокна с МРРС, так как МРРС третьего типа имеют меньшую активную площадь относительно МРРС первого и второго типа. Таким образом, если сделать поправку на различные длины волокон и типы МРРС, используемые при тестах первого и второго прототипа детектора SuperFGD, результаты, полученные в двух тестах, сопоставимы и соответствуют друг другу.

В данном прототипе также исследовалась возможность применения тайвека (Tyvek [74]) для лучшей световой изоляции кубиков друг от друга. Поэтому между горизонтальными слоями сцинтилляционных кубиков были проложены листы тайвека. Между вертикальными слоями прототипа тайвек проложен не был. В дальнейшем от идеи использования тайвека при сборке большого детектора SuperFGD отказались. Но при проведении этого тестирования оптический crosstalk был измерен как для кубиков, грани которых соприкасались друг с другом, так и для кубиков, грани которых были разделены между собой листом тайвека. Оптический crosstalk измерялся в процентах как обратное отношение сигнала с кубика, через который прошла частица, к сигналу с соседних с ним кубиков. Для проведения этих измерений выбирались максимально прямые треки. Использовались как треки от протонов, остановившихся или пролетевших сквозь активную область прототипа, так и треки от π/μ с энергией в 2.0 ГэВ/с. Результаты измерений представлен на Рис. 28. Оптический crosstalk через одну грань кубика без использования тайвека оказался порядка 4%, а при разделении кубиков листом тайвека, на уровне 1.8%. Таким образом были подтверждены результаты, полученные при тестировании первого прототипа, и оптический crosstalk через все шесть граней сцинтилляционного кубика оценивается на уровне в 20%.

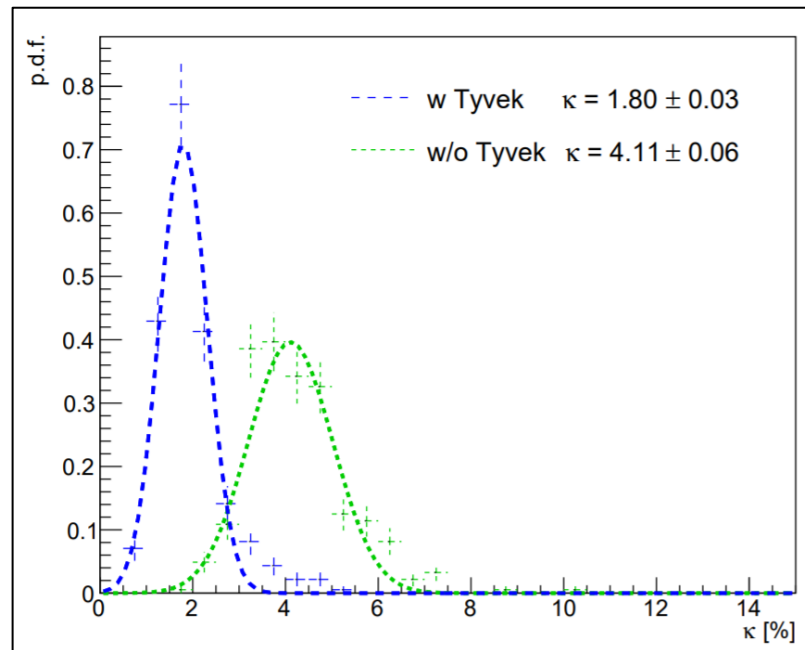


Рис. 28 Оптический crosstalk через одну грань кубика при/без использования тайвека.

4.5 Временное разрешение

Для определения временного разрешения использовались данные, полученные при прохождении через прототип пучка положительно заряженных мюонов с энергией в 2 ГэВ. Пучок был направлен в центр прототипа, поэтому временное разрешение было измерено для 854 из 1728 каналов, так как для кубиков, расположенных на краях прототипа, статистика была слишком мала. Полученные результаты согласуются для всех каналов, за исключением каналов, подключенных к одной из плат FEB (FEB18), временное разрешение для каналов с которой в среднем на 0.2 нс выше, чем со всех остальных каналов. Возможно, это было вызвано откликом платы FEB на «мастер-часы», так как остальные данные с нее выглядят разумными. На Рис. 29. приводятся полученные результаты для всех измеренных каналов (за исключением каналов подключенных к FEB18). Среднее временное разрешение составило 1.14 ± 0.06 нс, что выше, чем временное разрешение, полученное при изучении первого прототипа детектора SuperFGD (0.95 нс). Это объясняется тем, что в тестах первого прототипа для определения временного разрешения использовалась более быстрая электроника.

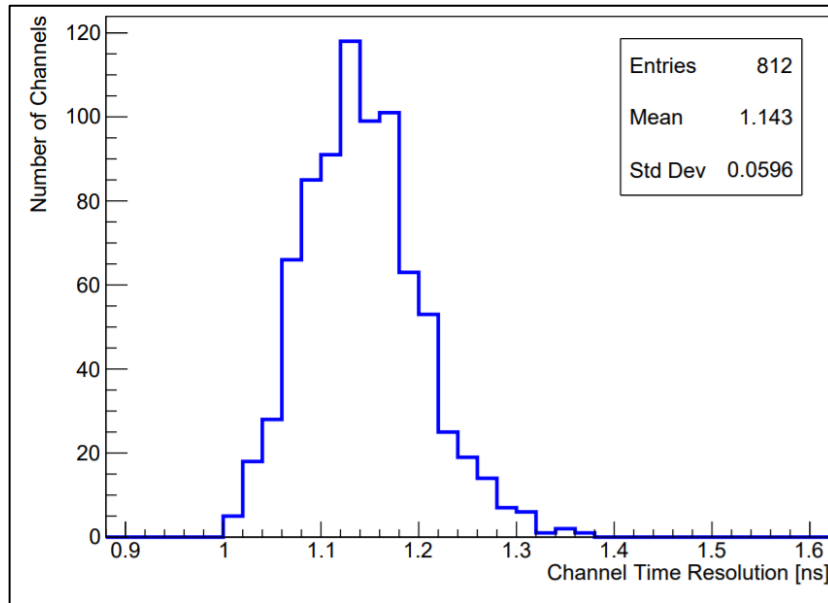


Рис. 29 Результаты измерения временного разрешения для всех исследуемых каналов.

Также было проведено исследование того, как длина волокна и тип МРРС влияют на временное разрешение. На Рис. 30. слева приведены две гистограммы для каналов, подключенных только к МРРС первого типа, но имеющих разную длину волокон: 8 и 24 см.

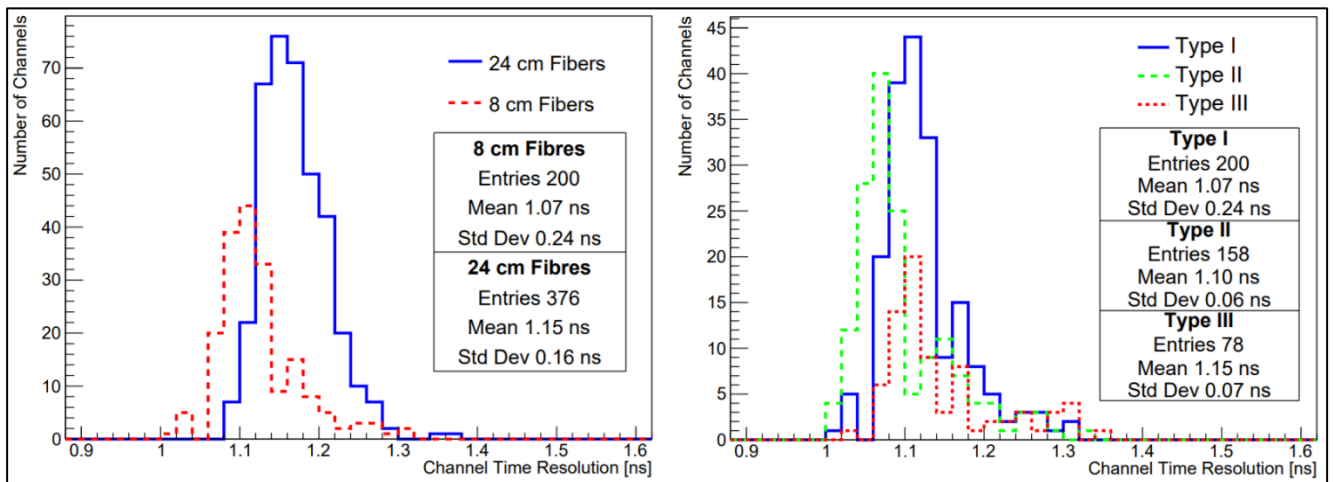


Рис. 30 Слева: временное разрешение для каналов, подключенных к МРРС первого типа и волокнам длиной 8 и 24 см. Справа: временное разрешение для каналов, подключенных к МРРС трех типов и волокнам длиной 8 см.

Из распределения видно, что каналы, подключенные к волокнам меньшего размера, в среднем, имеют немного лучшее временное разрешение. А на Рис. 30. справа приведено распределение временных разрешений для каналов,

подключенных к волокнам длиной 8 см и трем разным типам МРРС. Измерения показали, что наилучшим временным разрешением обладают МРРС первого типа, а временное разрешение для МРРС третьего типа оказалось самым высоким.

4.6 Восстановление треков частиц

Одной из основных задач, которые ставились при проведении тестов данного прототипа, являлась проверка возможности восстановления треков частиц, проходящих через активную область прототипа. На Рис. 31. приводится пример трека от остановившегося в прототипе протона. Данное событие было получено при использовании протонного пучка с импульсом 800 МэВ/с и магнитного поля в 0.2 Т. Наблюдение таких событий является крайне полезным при изучении особенностей будущего детектора, так как протон при остановке теряет на маленьком расстоянии большое количество энергии, что позволяет осуществить изучение таких явлений как оптический crosstalk между сцинтилляционными кубиками, насыщение МРРС или сцинтиллятора и других.

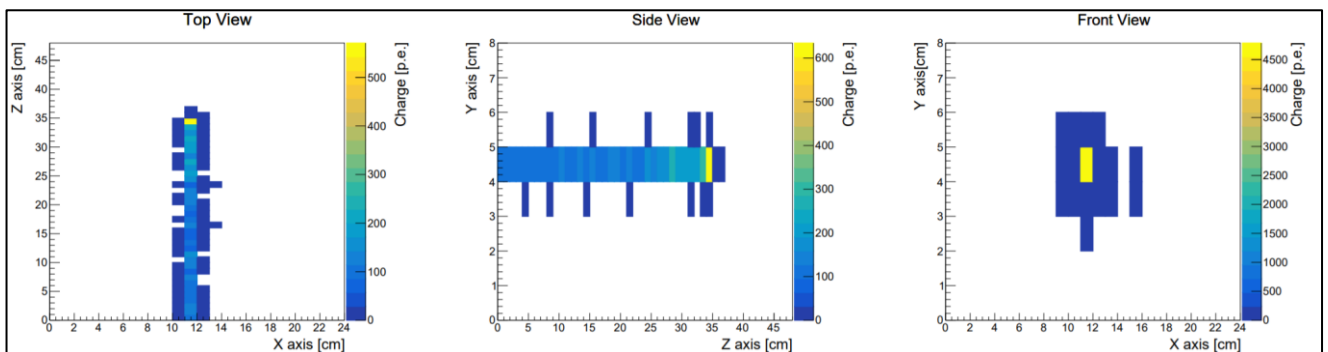


Рис. 31 Пример трека от остановившегося в прототипе детектора протона с импульсом 800 МэВ/с и в магнитном поле 0.2 Т.

Также треки были получены и для других частиц, пролетающих через прототип (в основном пионов и мюонов). Но в качестве еще одного примера на Рис. 32. показаны треки электрона и позитрона от взаимодействия фотона с материалом прототипа. Данное событие показывает, что при условии достаточной длины треков и наличия магнитного поля, они могут быть разделены между собой.

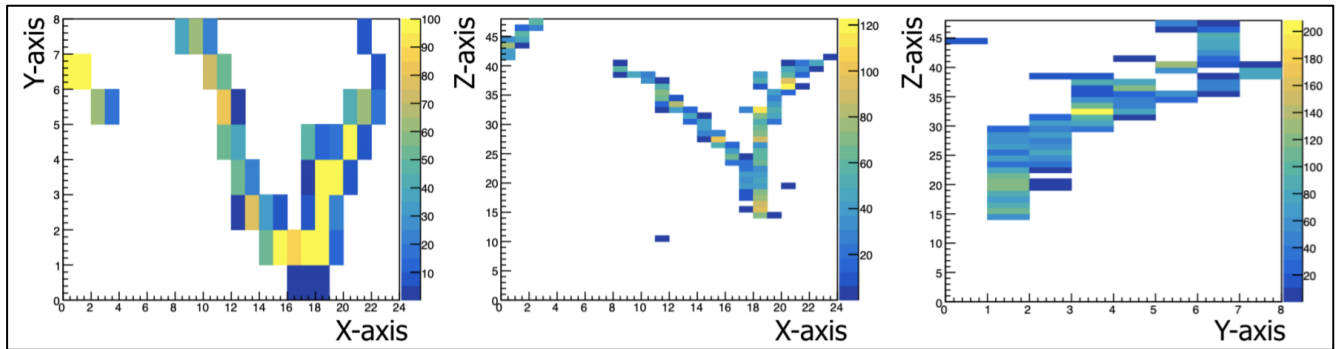


Рис. 32 Пример треков от взаимодействия фотона в прототипе детектора.

4.7 Основные результаты тестов второго прототипа

Проведение тестирования на пучке прототипа большего размера позволило осуществить хорошую проверку для концепции создания детектора с 3D считыванием сигнала. Результаты по измерению основных параметров второго прототипа детектора SuperFGD (временное разрешение, оптический crosstalk, световыход) полностью согласуются с результатами, полученными при тестировании первого прототипа (при учете поправок на разную электронику, длины волокон и др.). Произведено тестирование считывающей электроники, максимально приближенной к той, что будет использоваться при создании детектора SuperFGD. Помимо этого, была проверена возможность восстановления треков от частиц, проходящих через прототип. В итоге результаты данного теста показали, что использование такого детектора как SuperFGD в качестве нейтринной мишени в ближнем детекторе ND280 должно позволить значительно улучшить угловое разрешение для частиц, проходящих через него, уменьшить пороги регистрации и привести к снижению общей систематической ошибки в эксперименте T2K.

5. Спектрсмещающие волокна Kuraray Y11

Для снятия сигнала со сцинтилляционных кубиков в детекторе SuperFGD будет использоваться 56384 спектрсмещающих волокна Kuraray Y11 S-типа с двойной оболочкой и диаметром в 1 мм. Длины волокон будут соответствовать длинам сторон детектора и составят 60 см или 2 м. Только один из концов каждого

из этих волокон будет просматриваться МРРС. Поэтому для волокон данных длин было произведено исследование затухания света в зависимости от расстояния до МРРС и различных способов обработки противоположных от МРРС концов волокон.

5.1 Затухание сигнала в волокне

Для исследования затухания сигнала использовались волокна Kuraray Y11 диаметром 1 мм и длиной 60 см и 2 м. Один из концов этих волокон просматривался фотосенсором Hamamatsu МРРС S13081-050CS с размером пикселя в 50 мкм и активной областью $1.3 \times 1.3 \text{ мм}^2$. Другой конец волокон был обработан одним из следующих способов: отполирован; отполирован и покрыт светоотражающей краской; отполирован и покрыт черной краской. Засветка волокна осуществлялась через засветку сцинтилляционного кубика $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$ ультрафиолетовым диодом (с длиной волны 380 нм). Результаты тестов представлены на Рис. 33.

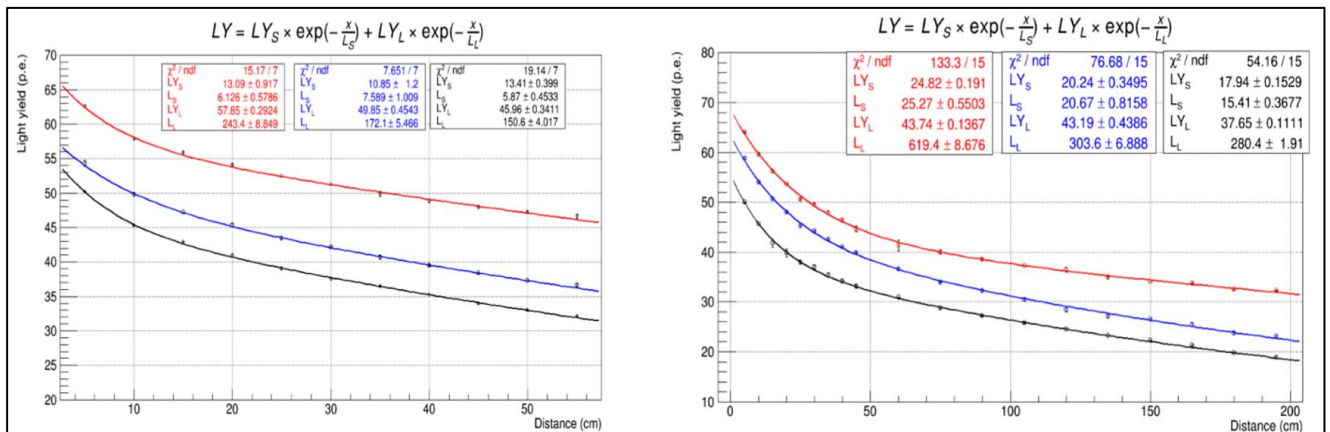


Рис. 33 Зависимости световыхода от расстояния до МРРС для волокон Kuraray Y11 длиной 60 см (слева) и 2 м (справа). Красная линия: конец волокна отполирован и покрыт светоотражающей краской; синяя линия: конец волокна отполирован; черная линия: конец волокна отполирован и покрыт черной краской.

Для фитирования использовалась функция двойной экспоненты. Как и ожидалось, волокна, концы которых были отполированы и покрыты отражающей краской, показали наилучший результат. Световыход с них, в сравнении с волокнами, конец которых был только отполирован, на 30% больше для образцов длиной 60 см и на 40% больше для волокон длиной 2 м. Также для каждого из образцов были

получены две длины ослабления сигнала. Первая длина затухания сигнала для волокон, конец которых был просто отполирован, составила: 20.7 ± 0.8 см для волокон длиной 60 см; 7.6 ± 1.0 см для волокон длиной 2 м. А вторая длина затухания составила: 172 ± 5 см для волокон длиной 60 см; 304 ± 7 см для волокон длиной 2 м.

Схожие результаты были получены и в тестах на космических мюонах (Рис. 34.), хотя и с меньшей точностью.

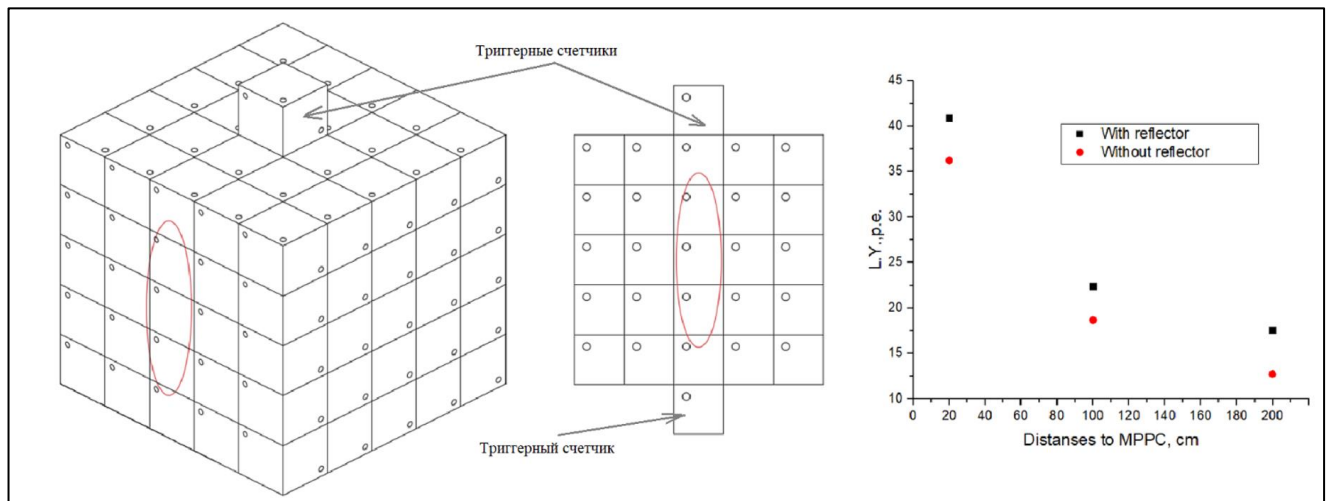


Рис. 34 Схема установки для тестов на космических мюонах. Справа: полученная зависимость световыхода от расстояния до МРРС для волокон Kuraray Y11 длиной 2 м. Черные точки: конец волокна отполирован и покрыт светоотражающей краской, красные точки: конец волокна отполирован.

Для этих тестов использовался «маленький» прототип размерами $5 \times 5 \times 5$ кубиков. Тестируемые волокна имели длину 2 м. Один из концов волокна, как и в тестах с ультрафиолетовым диодом, просматривался с помощью Hamamatsu MPPC S13081-050CS, а другой был отполирован или отполирован и покрыт светоотражающей краской. Одновременно исследовались сразу три волокна, проходящие через три центральных кубика (показаны красным эллипсом на рисунке). Каждая из точек, обозначенных на приведенном графике, соответствует среднему световыходу с этих трех волокон. Остальные отверстия в исследуемом прототипе также были заняты волокнами, однако сигнал с них не снимался. В качестве триггерных счетчиков использовались два сцинтилляционных кубика с размером грани в 1 см,

расположенных непосредственно над и под прототипом. В среднем световыход для волокон, конец которых был не только отполирован, но и покрыт отражателем, оказался, как и в тестах с ультрафиолетовым диодом, на 40% большим.

5.2 Обработка противоположных от МРРС концов волокон

Несмотря на то, что, как показали результаты тестирования, волокна, противоположный от МРРС конец которых был покрыт светоотражающей краской, обладают на двух метрах, по сравнению с волокнами конец которых не был обработан, на 30–40% большим световыходом, использование светоотражающей краски при сборке детектора SuperFGD ставит целый ряд проблем. Во-первых, концы волокон не могут быть покрашены до полной сборки детектора. Так как при протягивании окрашенного волокна через отверстия кубиков, возможно загрязнение отверстий светоотражающей краской и, следовательно, уменьшение световыхода с загрязненных кубиков. Более того, такое возможное загрязнение будет неравномерным, и его локализация будет представлять собой крайне трудную задачу, так как помимо загрязнения от краски может существовать еще большое количество причин, объясняющих более низкий световыход в конкретном канале: возможные повреждения волокна или отражателя в кубике, неисправность МРРС, плохой контакт между МРРС и волокном и многие другие. Во-вторых, даже если произвести окрашивание волокон уже после сборки детектора, остается проблема неравномерной окраски разных волокон. Это неравномерное окрашивание может привести к значительному разбросу световыходов с разных волокон. Более того, применение какого-либо отражающего покрытия на торцах волокон блокирует возможность использования калибровочных систем, работающих при непосредственной засветке волокон, так как волокна в этом случае будут полностью недоступны. Поэтому было принято решение об отказе в дополнительной обработке противоположных от МРРС концов волокон.

Также были рассмотрены два способа обрезания концов волокна: под прямым углом и углом в 45 градусов. Разброс световыхода для этих двух способов оказался примерно равным и составил порядка 8.5% (Рис. 35). Отрезание под

прямым углом намного проще в техническом плане, но обрезание под углом в 45 градусов должно позволить осуществить более простое протягивание волокон сквозь отверстия в кубиках. Однако исследования на нескольких полноразмерных прототипах показали, что даже при обрезании волокон под прямым углом, они протягиваются свободно, не испытывая каких-либо трудностей. Поэтому, исходя из простоты и удобства исполнения, волокна для детектора SuperFGD будут обрезаться под прямым углом без использования какой-либо дополнительной обработки.

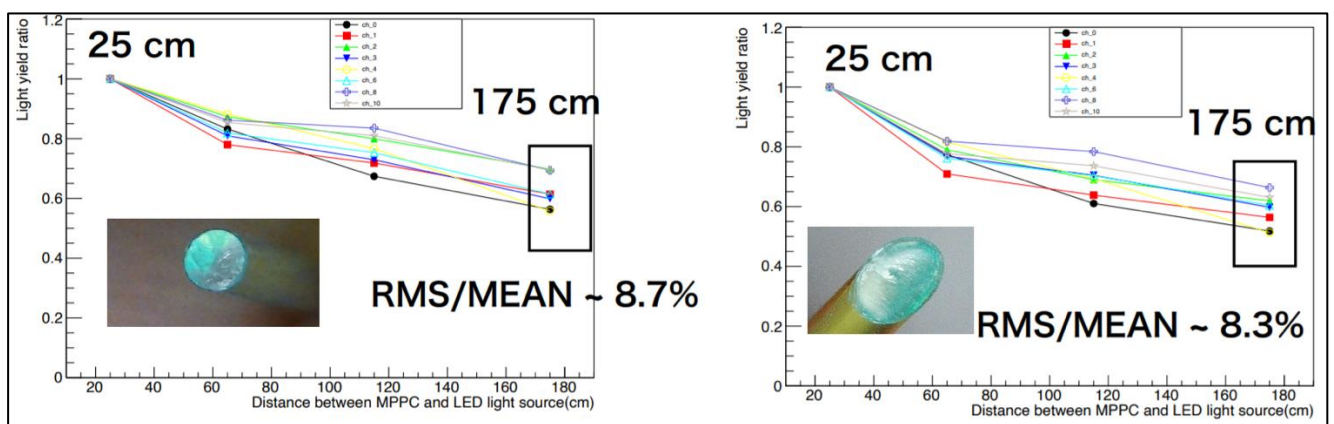


Рис. 35 Световыход в зависимости от расстояния до МРРС для 8 каналов. Слева: для обрезания волокон под прямым углом. Справа: для обрезания волокон под углом в 45 градусов.

6 Контроль качества кубиков

На протяжении всего времени изготовления кубиков осуществлялся контроль за их геометрическими и сцинтилляционными свойствами. Контроль за геометрическими свойствами был призван отбраковать кубики с отклонениями в размерах или в положении отверстий, которые могут привести к невозможности полной сборки детектора SuperFGD. Контроль за сцинтилляционными свойствами был призван гарантировать равномерный световыход с каждого из кубиков во всем объеме детектора.

6.1 Контроль за геометрическими свойствами кубиков

Контроль за геометрическими размерами кубиков производился непосредственно перед сборкой детектора. Для него осуществлялась сборка на спицах диаметром 1.4 мм плоскостей 14×14 кубиков. Все кубики должны были

плавно скользить на спицах в плоскости X–Y внутри этого массива. Кубики, которые не проходили по данному критерию, отбраковывались. Далее для проверки третьей компоненты (ось Z) все кубики поворачивались на 90°, после чего они повторно собирались на спицах в плоскость 14×14. В результате геометрических тестов было отобрано 95% хороших кубиков для сборки детектора SuperFGD от общего количества кубиков, которые были изготовлены.

6.2 Контроль за сцинтилляционными свойствами кубиков

Качество сцинтиллятора также находилось под постоянным контролем. Для этого кубики, выбранные случайным образом из разных доставленных партий, тестировались на космических мюонах. Установка для тестов выглядела следующим образом (Рис. 36): три кубика находились на одном спектросмещающем волокне Kuraray Y11 длиной 35 см. Данное количество кубиков на одном волокне обеспечивает баланс между скоростью набора статистики и возможностью выявить в группе даже один кубик с низким световыходом. Один конец волокна был отполирован, другой просматривался с помощью MPPC S13081-050C с размером активной области $1.3 \times 1.3 \text{ мм}^2$ и размером пикселя 50 мкм. 8 волокон с 24 кубиками на них измерялись одновременно.

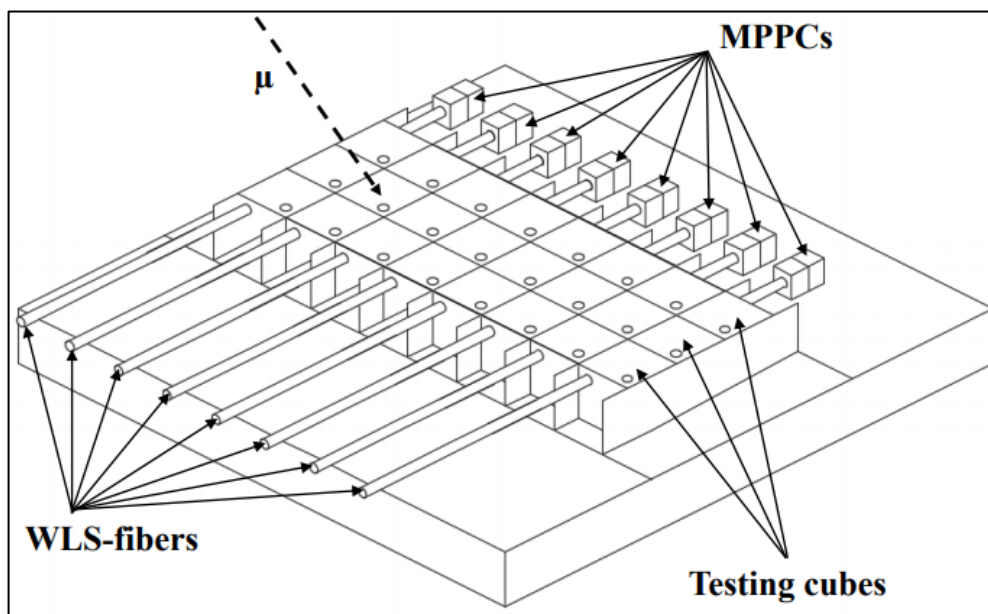


Рис. 36 Схема установки для тестов на космических мюонах сцинтилляционных свойств кубиков.

Результаты тестов приведены на Рис. 37. Одна точка на графике соответствует среднему световыходу с 8 волокон, поправка на температуру не производилась. Данные тесты были запущены в январе 2019 года в момент начала изготовления кубиков и продолжались до января 2021 года, когда производство кубиков было закончено. За период наблюдения было протестировано более 2000 кубиков ($> 0.1\%$ от общего количества кубиков в детекторе). На протяжении двух лет не было обнаружено ни одного кубика с низким световыходом (минимальное значение световыхода в данных тестах составило 33.5 ф.э./МIP).

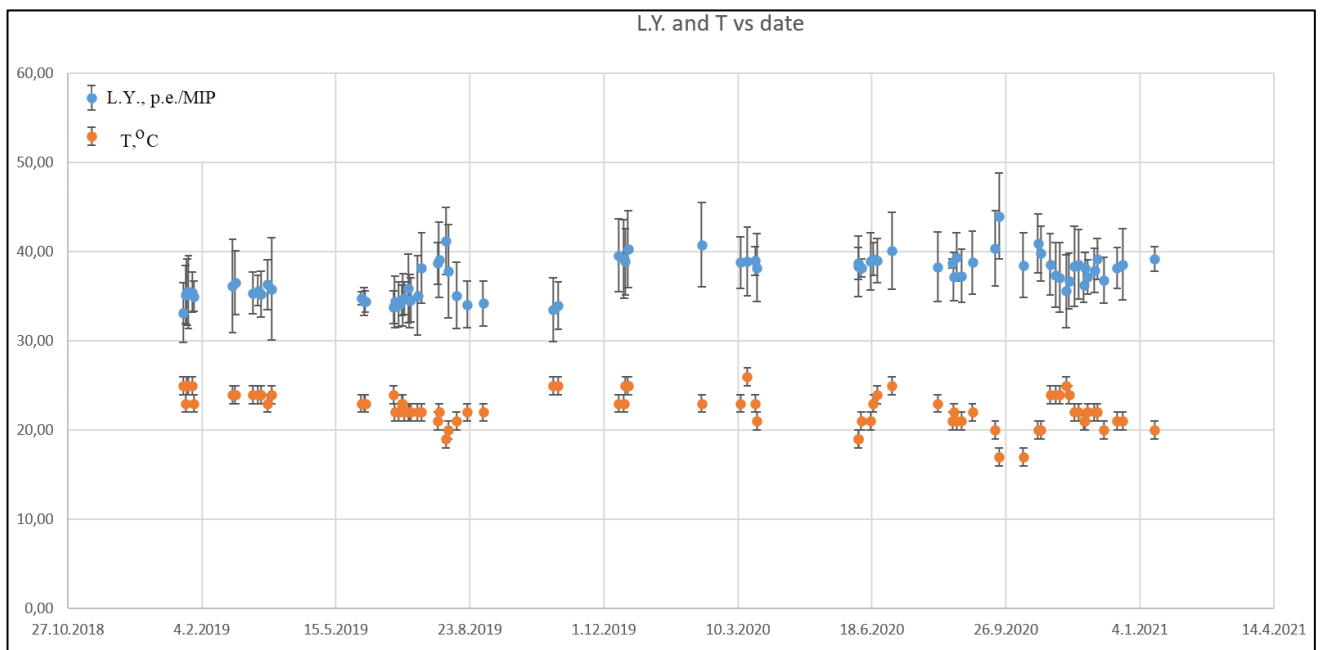


Рис. 37 Результаты тестирования сцинтилляционных свойств кубиков. Оранжевые точки: температура в градусах Цельсия. Синие точки: световыход в ф.э./МIP.

Возможность выявления кубиков с низким значением световыхода (чувствительность тестов) была проверена при проведении тестирования кубиков, которые были изготовлены по альтернативной технологии. Стандартная технология изготовления кубиков, как уже отмечалось выше, состоит из следующих последовательных шагов: на первом этапе с помощью пресс-формы изготавливаются прозрачные кубики без отверстий, на следующем этапе поверхность кубиков для образования пористого слоя отражателя испытывает травление химическим агентом, и уже на финальном этапе осуществляется

сверление трех ортогональных отверстий. В альтернативной технологии проверялась возможность травления кубиков химическим агентом уже после производства ортогональных отверстий. Она рассматривалась в рамках разработки пресс-формы, которая сразу производит прозрачные кубики с отверстиями. Для предотвращения попадания отражателя в отверстия, они при травлении закрывались специальными конусами. Однако, как показали результаты тестирования, часть отражателя все равно попадала в отверстия и соответственно уменьшала с них световыход (падение световыхода составило от 0 до 40%, в зависимости от конкретного отверстия). И даже если только один из трех кубиков на волокне, из-за попадания отражателя в отверстие, имел меньший световыход, он определялся в рамках данного тестирования.

7 Метод сборки детектора SuperFGD

Метод сборки детектора в трехмерную структуру основан на использовании калиброванной лески диаметром 1.3 мм. Все кубики собираются в массив с использованием этой лески, которая формирует трехмерную каркасную структуру, определяющую положение каждого из кубиков. Преимущество применения данного метода заключается в том, что несмотря на то, что леска четко фиксирует положение каждого из кубиков в детекторе, полученная из лесок и кубиков структура достаточно подвижна, что позволяет нивелировать небольшие различия в геометрии кубиков. Помимо этого, первичная сборка детектора на лесках является еще одним этапом контроля качества геометрических свойств кубиков, а также удобна для транспортировки в место финальной сборки детектора, так как позволяет избавиться от опасности повреждения оптических волокон при перевозке, но при этом оставляет разумным необходимое время для сборки детектора на спектрсмещающих волокнах непосредственно в месте проведения эксперимента. Линейная цепочка, состоящая из 192 кубиков на леске, является основным элементом сборки. 184 такие цепочки сшиваются вместе, также с использованием лески, в плоскости (Рис. 38.).



Рис. 38 Собранные на лесках 49 плоскостей (192 × 184 кубика) детектора SuperFGD.

На последнем этапе первичной сборки 56 данных плоскостей будут объединены вертикально в трехмерную структуру с использованием стальных спиц и лесок. После данного этапа лески по одной будут заменяться на спектрсмещающие волокна. А после установки всех волокон, будет осуществлен монтаж плат МРРС и считывающей электроники. Для проверки данного метода сборки было собрано несколько прототипов различного размера. Один из прототипов состоял из 5 полноразмерных плоскостей 192×184 кубика. В нем плоскости были собраны на лесках, а вертикальная компонента фиксировалась с помощью стальных спиц диаметром 1.4 мм. Другой полноразмерный прототип состоял из 56 узких плоскостей 192×15 кубиков (Рис. 39.).

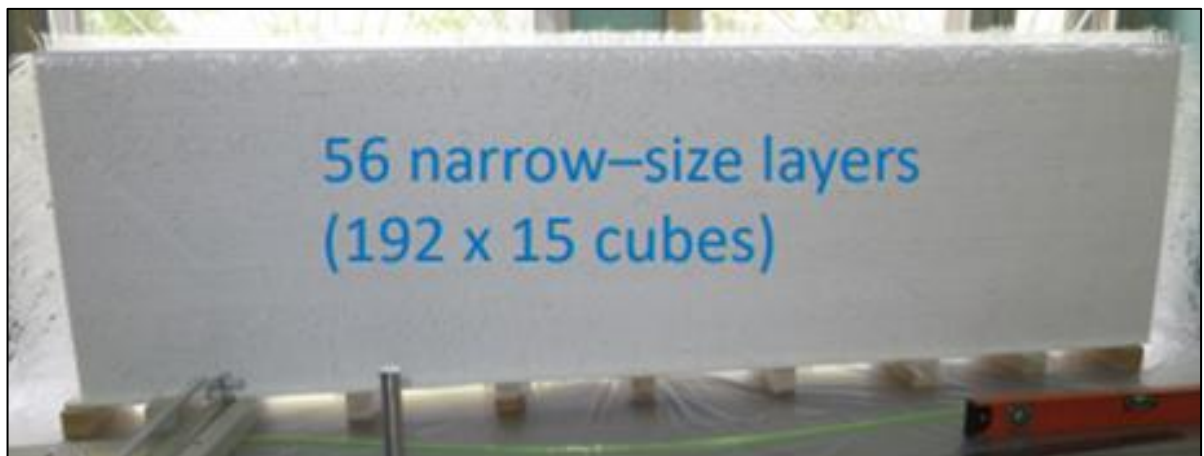


Рис. 39 Собранные на лесках в трех компонентах 56 плоскостей 192 × 15 кубиков.

Он был полностью собран на лесках в трех компонентах. Для двух этих прототипов была осуществлена частичная замена лесок на волокно Kuraray Y11 диаметром 1 мм (волокна такого типа будут использоваться в детекторе SuperFGD). Испытания показали, что волокна могут быть плавно вставлены через длину детектора, состоящую практически из 200 кубиков. Все протестированные лески без каких-либо трудностей заменялись на волокна. Всего было осуществлено более 100 замен лесок на волокно.

8 Механический бокс и система калибровки

Детектор SuperFGD будет находиться в ограниченном пространстве магнита U1 между двумя камерами ТРС. Поэтому механический бокс для данного детектора должен не только надежно удерживать детектор в его положении, защищать от возможных воздействий землетрясений и быть основой для крепления плат МРРС и считывающей электроники, но и испытывать как можно меньшие отклонения в геометрии под действием массы детектора, которая составляет более 2 тонн. Трудности также вызывает тот факт, что в боксе должно быть проделано огромное количество отверстий для вывода оптических волокон.

Первоначальный вариант такого механического бокса предполагалось изготавливать на основе двух панелей из углеродного волокна толщиной 2 мм, между которыми должен был располагаться слой AIREX толщиной 16 мм. Образец такой панели был протестирован на прогиб с использованием полноразмерного прототипа, состоящего из 56 плоскостей 192×15 кубиков (Рис. 39.). Полученные данные представлены на Рис. 40. Измерения прогиба осуществлялись следующим образом. Вначале был измерен прогиб панели после установки на нее прототипа детектора, масса которого составляла порядка 160 кг. Далее была добавлена дополнительная нагрузка из свинца общей массой 136 кг, равномерно распределенная вдоль всей длины прототипа, и вновь произведены измерения прогиба. Затем система под нагрузкой оставлялась в покое, прогиб измерялся раз в несколько дней. После того как прогиб достиг насыщения и перестал увеличиваться, нагрузка из свинца была убрана и вновь проведены измерения.

Далее систему без нагрузки также измеряли раз в несколько дней, до тех пор, пока прогиб не перестал уменьшаться. Максимальный прогиб системы под нагрузкой составил 25.6 мм, а без нагрузки 18.5 мм. Полученные данные показали, что механический бокс, изготовленный на основе AIREX и углеродного волокна будет иметь слишком большой прогиб и может повредить одну из камер ТРС. Поэтому в настоящее время разрабатывается новый вариант бокса на основе углеродного волокна и оргстекла, образец которого будет также исследован на прогиб в ближайшем будущем.

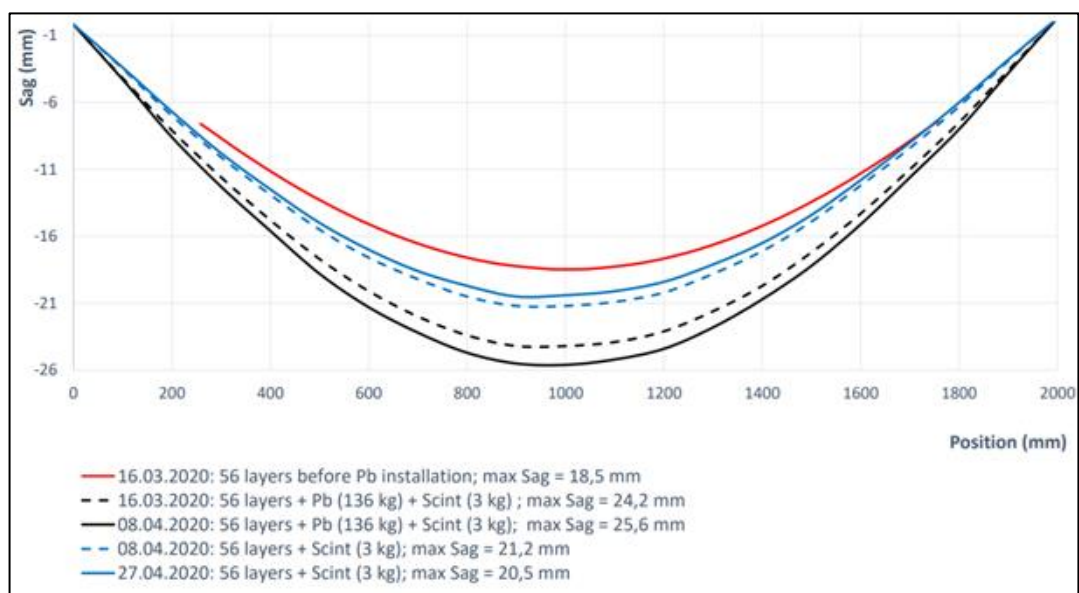


Рис. 40 Результаты измерения прогиба пластины на основе AIREX и углеродного волокна.

8.1 Расстояние между отверстиями в механическом боксе

Сцинтилляционные кубики, используемые в детекторе SuperFGD, не идеальны. Существует небольшой разброс в геометрических размерах их граней и позиционировании отверстий. В горизонтальной плоскости на двух метрах это может привести к значительному набегу итогового размера, а по вертикали на 56 см к этому еще добавляется воздействие массы верхних слоев на нижние. Однако, структура детектора, как на лесках, так и на волокнах, достаточно подвижна. Это позволяет свести эффект неоднородности кубиков к минимуму. Но механический бокс под детектор будет производиться отдельно и в нем заранее необходимо изготовить отверстия под вывод оптических волокон. Поэтому необходимо четко

знать шаг для данных отверстий. Этот шаг и был измерен на нескольких полноразмерных прототипах.

Шаг отверстий в горизонтальной плоскости измерялся на этапе первичной сборки детектора на лесках. Первые измерения проводились на первых пяти плоскостях, которые в горизонтальной плоскости были собраны на лесках, а вертикальная компонента выстраивалась с помощью 700 стальных спиц диаметром 1.4 мм. Позже аналогичные измерения были проведены на пяти плоскостях, изготовленных на финальном этапе изготовления кубиков. Результаты этих измерений оказались сопоставимы между собой, и шаг для отверстий в корпусе был выбран равным 10.30 мм.

Для измерения шага отверстий в вертикальной компоненте применялись и полноразмерный прототип, состоящий из 56 плоскостей 192×15 кубиков (Рис. 39.), и полноразмерные плоскости 192×184 кубика, которые в процессе первичной сборки детектора складировались друг на друге. Но наиболее точные результаты измерения вертикального шага отверстий были получены на прототипе, состоявшем из 56 плоскостей 18×15 кубиков (Рис. 41. слева).

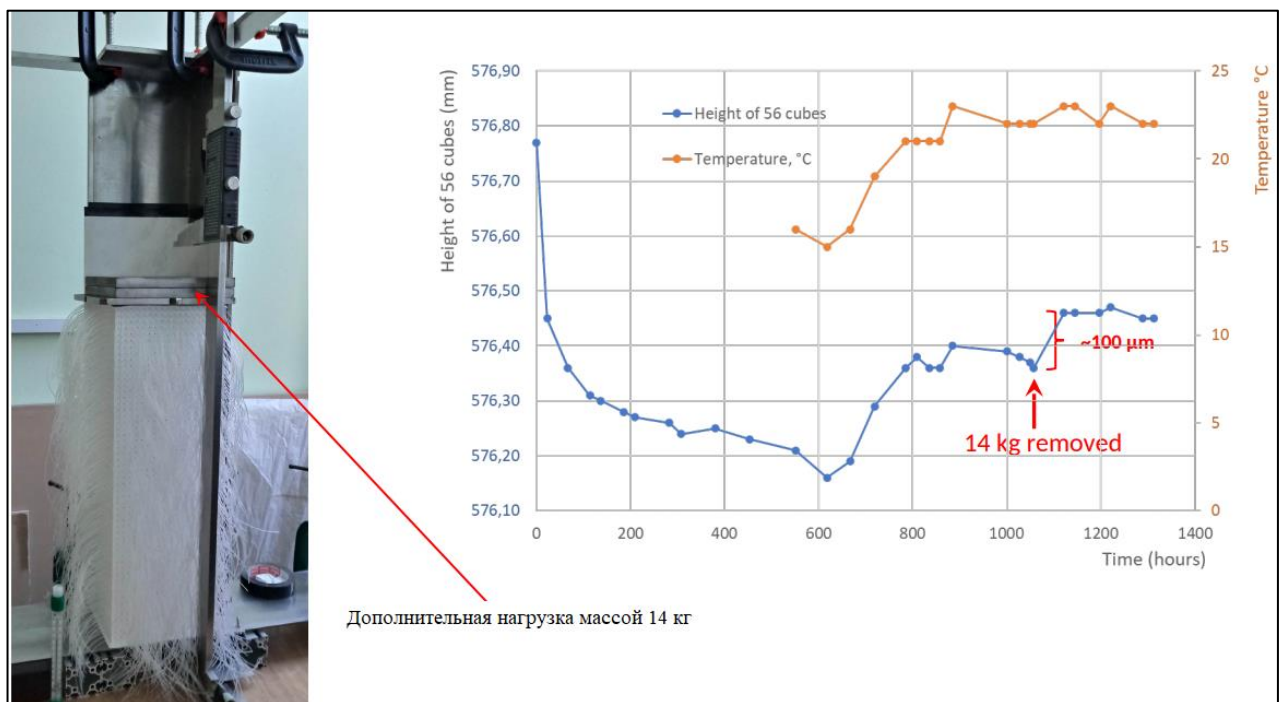


Рис. 41 Слева: установка для измерения вертикального расстояния между отверстиями. Справа: результаты измерения вертикального расстояния между отверстиями.

Изначально для ускорения сжатия кубиков с течением времени, на вершину данного прототипа размещался груз массой 14 кг, после его удаления высота прототипа увеличилась примерно на 100 мкм и оставалась постоянной при стабильной температуре. Результаты проведенных измерений представлены на (Рис. 41. справа). Исходя из них расстояние между отверстиями в вертикальном направлении было выбрано равным 10.28 мм.

8.2 Система калибровки

В детекторе SuperFGD будут применяться 56384 малошумящих МРРС, поэтому представляется невозможным осуществление калибровки детектора по шумам. Для решения данного вопроса в настоящее время разрабатываются несколько вариантов калибровочных систем. Один из них основан на использовании светодиодов. Идея данной калибровочной системы состоит в засветке светодиодами пластины (Рис. 42.), которая в свою очередь соединена с открытыми торцами волокон в детекторе. Основными преимуществами этой системы являются возможность ее интегрирования непосредственно в механический бокс детектора и возможность осуществления одновременной калибровки сразу всех каналов.

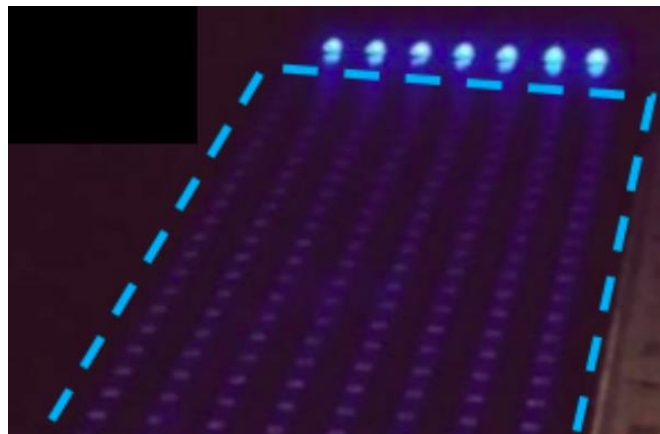


Рис. 42 Фотография пластины, подсвеченной светодиодами и предназначенной для калибровки МРРС в детекторе SuperFGD.

9 Выводы по Главе 3

Разработка и создание детектора SuperFGD является главной частью проекта по модернизации ближнего нейтринного детектора ND280 эксперимента T2K.

Основной целью данного проекта является уменьшение систематической ошибки при осцилляционном анализе и поиске CP-нарушения в лептонном секторе. Базовым элементом детектора SuperFGD является сцинтилляционный кубик, покрытый со всех сторон отражателем. Такие кубики занимают весь объем детектора, а сцинтилляционный свет снимается с каждого из кубиков с помощью трех ортогонально расположенных спектросмещающих волокон.

На пучке заряженных частиц ускорителя PS в CERN были осуществлены тесты двух прототипов детектора SuperFGD, состоящих из 125 ($5 \times 5 \times 5$) и 9216 ($24 \times 8 \times 48$) сцинтилляционных кубиков. В результате тестов были получены основные параметры прототипов: среднее значение световыхода, временное разрешение и оптический crosstalk. Также в рамках данных измерений было произведено тестирование считывающей электроники, проверена возможность восстановления треков и идентификации типов частиц, проходящих через прототип.

Был разработан метод сборки сцинтилляционных кубиков в трехмерную структуру детектора SuperFGD. Этот способ, основанный на использовании калиброванной лески, был проверен на нескольких полноразмерных прототипах. Проверка осуществлялась путем замены лесок на оптические волокна. Всего было протестировано более ста каналов. Во всех случаях леска менялась на волокно свободно, без каких-либо трудностей.

Контроль за геометрическими размерами и сцинтилляционными свойствами кубиков осуществлялся на протяжении всего процесса изготовления детектора SuperFGD. В ходе тестов не было выявлено ни одного кубика с низким световыходом, а процент «хороших» (по геометрическим параметрам) кубиков, отобранных для сборки в детекторе, достиг 95%. Помимо этого, были осуществлены различные тесты отдельных элементов и систем детектора SuperFGD.

Глава 4

Ультра редкие распады каонов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$

Глава 4 посвящена теоретической и экспериментальной части изучения сверх редких каонных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. Рассмотрены свойства унитарной матрицы Кабиббо-Кобаяси-Масквavy, редкие FCNC процессы и их роль в рамках поиска CP-нарушений в распадах каонов. Приводятся описания и основные результаты специализированных экспериментов по поиску сверх редких каонных распадов.

1. Матрица кваркового смешивания

Стандартная Модель хорошо согласуется с современной экспериментальной физикой. Благодаря ее предсказаниям были открыты множества частиц, в том числе и бозон Хиггса [8, 9]. Она включает в себя три поколения фундаментальных частиц: кварков и лептонов. Сильные взаимодействия происходят между кварками и осуществляются путем обмена глюонами. Они описываются в рамках Квантовой Хромодинамики (КХД). При сильных взаимодействиях сохраняются кварковые ароматы, а рождаются или аннигилируются кварки только парами ($q\bar{q}$). В электрослабых взаимодействиях участвуют как кварки, так и лептоны. Осуществляются они тремя массивными бозонами W^\pm, Z^0 и безмассовым γ -квантом. В электрослабых взаимодействиях могут меняться ароматы кварков.

Унитарная матрица Кабиббо-Кобаяси-Масквavy (V_{CKM}) определяет преобразование компонент нижних кварков \hat{d}, \hat{s} и \hat{b} , входящих в фундаментальные мультиплеты и выражения для кварковых токов.

$$\begin{pmatrix} \hat{d} \\ \hat{s} \\ \hat{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (5)$$

Её унитарность связана с сохранением вероятности и отсутствием дополнительных семейств фундаментальных частиц (кварковые переходы осуществляются только в пределах трех кварковых поколений). Существование других семейств фундаментальных частиц, взаимодействующих с кварковыми семействами, уже не позволяло бы матрице V_{CKM} быть унитарной, так как смешивание кварков включало бы и новые фундаментальные мультиплеты, связанные с этими другими семействами. Из-за сохранения вероятности необходимо было бы учитывать матричные элементы перехода в новые фундаментальные семейства, что выходит за рамки матрицы V_{CKM} . Условие унитарности для этой матрицы может быть записано следующим образом.

$$V_{CKM}^+ V_{CKM} = V_{CKM} V_{CKM}^+ = 1 \quad (6)$$

Из условия (6) следует, что верхние и нижние кварки участвуют в кварковом смешивании симметрично, и вместо преобразованных компонент нижних кварков (\hat{d} , \hat{s} , \hat{b}) можно использовать преобразованные компоненты верхних (\hat{u} , \hat{c} , \hat{t}). Так же условие унитарности является основанием математического механизма Глэшоу-Илиопулоса-Майани (GIM), в котором в первом «древесном» приближении (первом приближении по слабому взаимодействию) невозможны нейтральные токи с изменением кваркового аромата. Однако, эти процессы, невозможные по первому приближению по слабому взаимодействию, могут происходить во втором порядке приближения. Эти процессы играют важную роль в редких распадах каонов. Они будут происходить по петлевым диаграммам с помощью виртуальных u , c и t кварков, но с очень маленькими вероятностями.

Еще одна важная особенность матрицы V_{CKM} заключается присутствием в ней комплексных матричных элементов. Если рассмотреть систему из n разных кварков, то унитарная матрица смешивания для этой системы будет иметь вид ($n \times n$). Общее число степеней свободы, для этой матрицы будет равно n^2 , ($2n - 1$)

параметров представляют собой нефизические фазы, которые могут быть убраны переопределением фаз наблюдаемых кварковых полей. В итоге получается, что полное число независимых параметров для такой унитарной матрицы равно $(n - 1)^2$. При этом $\frac{1}{2}n(n - 1)$ параметров будут отвечать за смешивание между поколениями кварков, а $\frac{1}{2}(n - 1)(n - 2)$ параметров, как исчезающие фазы. Таким образом, получается, что для матрицы V_{CKM} с $n = 3$ число независимых параметров будет равно четырем. Из них три будут отвечать за смешивание между поколениями кварков (углы смешивания) и один за фазу матричных элементов. Стандартная параметризация для этой матрицы будет иметь вид.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (7)$$

Четыре независимых параметра, характеризующих эту матрицу, это три угла смешивания v_{12} , v_{13} , v_{23} ($c_{ij} = \cos(v_{ij})$, $s_{ij} = \sin(v_{ij})$) и фаза δ . Именно фаза δ и обуславливает комплексный характер матрицы V_{CKM} , что в свою очередь позволяет объяснить процессы, происходящие с нарушением CP-инвариантности, в рамках Стандартной Модели.

Открытие прямого не сохранения CP-инвариантности в распадах каонов является большим событием в физике элементарных частиц. Стандартной Моделью качественно и по порядку величины было предсказано это нарушение. Однако, неопределенность теоретических оценок не позволяет либо количественно подтвердить эти предсказания в рамках Стандартной Модели, либо отнести этот эффект к области Новой Физики. Особое внимание заслуживает исследование CP-инвариантности в распадах, обусловленных FCNC процессами. Для них предсказания в рамках Стандартной Модели сделаны с очень высокой точностью.

2. FCNC процессы $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$

Из-за того, что матрица кваркового смешивания V_{CKM} является унитарной, FCNC процессы, не могут происходить в первом «древесном» приближении через слабое взаимодействие, так как матричные элементы, отвечающие за эти процессы, обращаются в ноль. Однако FCNC процессы могут идти во втором приближении по слабому взаимодействию с использованием петлевых диаграмм через промежуточные бозоны и тяжелые виртуальные кварки. Но разница масс кварков делает эти процессы крайне маловероятными. Одними из основных FCNC процессов являются ультра редкие распады каонов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ (диаграммы этих распадов представлены на Рис. 43.), представляющие особый интерес и носящие название «золотых распадов», так как точность теоретических расчетов для них крайне высока, а неопределенности малы.

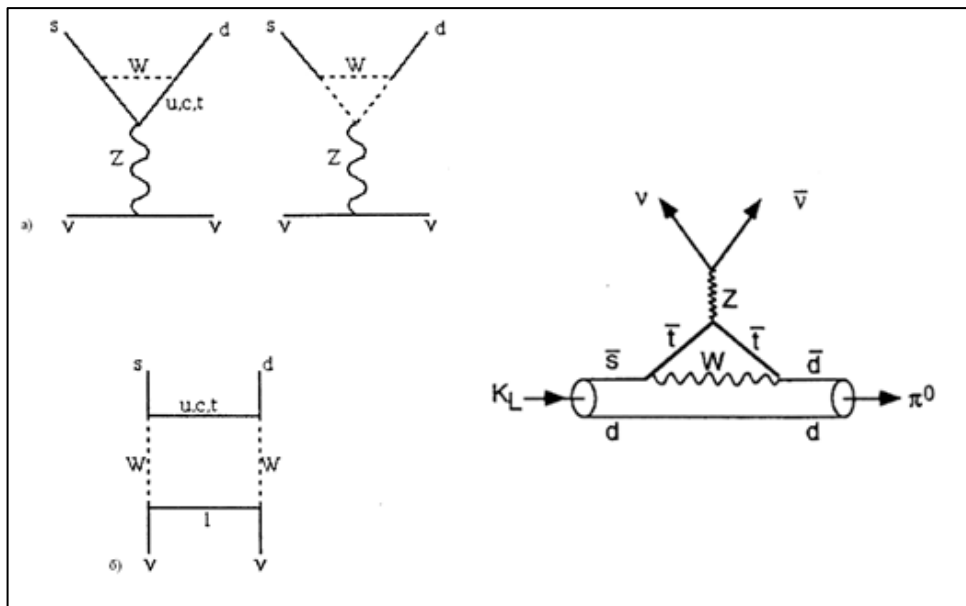


Рис. 43 Диаграммы редких FCNC процессов. Слева: Диаграммы распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$. а) пингвинообразные диаграммы б) диаграмма типа ящик. Справа: Диаграмма распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ с изменением аромата кварка.

Основные особенности «золотых распадов» $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$:

- КХД позволяет осуществить достаточно точный расчет данных распадов, используя логарифмические и последующие приближения;

- В данных распадах возможно избежать неопределенностей, связанных с расчетом адронных матричных элементов, используя данные для распадов $K \rightarrow e\pi\nu$, в которые входят очень похожие матричные элементы. Их возможно связать между собой с использованием зарядовой симметрии. И отношение вероятностей распадов $K^+(K^0) \rightarrow \pi^+(\pi^0)\nu\tilde{\nu}$ и $K \rightarrow e\pi\nu$ будет слабо зависеть от неопределенностей, вызванных адронными процессами.
- Распады $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0\nu\tilde{\nu}$ являются чувствительными к новым массивным частицам. Это позволяет сравнить точные расчеты, сделанные в представлениях Стандартной Модели, с реальными экспериментальными результатами, что в свою очередь позволяет пролить свет на явления Новой Физики.
- Несмотря на то, что распады $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0\nu\tilde{\nu}$ теоретически являются очень чистыми и точно рассчитываются в Стандартной Модели, их вероятности крайне малы ($\sim 10^{-10}$). Помимо этого, их экспериментальное изучение осложняется еще и распадами, идущими по более вероятным модам [75].

3. Треугольник унитарности

Матрица V_{CKM} полностью определяется четырьмя параметрами, а именно тремя углами смешивания между тремя кварковыми поколениями ($\nu_{12}, \nu_{13}, \nu_{23}$) и одной фазой δ , определяющей комплексную составляющую этой матрицы. Стандартная параметризация матрицы V_{CKM} имеет вид (7). В итоге имеем следующую иерархию углов смешивания:

$$s_{12} = \lambda = 0.2200 \pm 0.0025, s_{23} = O(10^{-2}), s_{13} = O(10^{-3}) \quad (8)$$

Из этого получается, что с высокой точностью $c_{13} = c_{23} = 1$, а четыре независимых параметра можно выбрать следующим образом:

$$|s_{12}| = \lambda = |V_{us}|; s_{13} = |V_{ub}|; s_{23} = |V_{cb}|; 0 \leq \delta \leq 2\pi. \quad (9)$$

Другую, очень удобную в использовании, параметризацию предложил Вольфенштейн. Она заключается в разложении элементов матрицы V_{CKM} по малому параметру $\lambda = 0.2200 \pm 0.0025$. В итоге при этой параметризации матрица принимает вид:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (10)$$

Имеется четыре независимых параметра: η , ρ , λ и A . Для улучшения точности разложения по λ необходимо выполнение следующих соотношений:

$$s_{12} = \lambda; s_{23} = A\lambda^2; s_{13}e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (11)$$

Для удобства в матрицу V_{CKM} можно так же ввести два модифицированных параметра:

$$\tilde{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right); \tilde{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \quad (12)$$

Путем математических преобразований для коэффициентов $\lambda_i = V_{id}V_{is}^*$ ($i = c; t$) можно получить следующие соотношения:

$$Re \lambda_c = -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + \lambda^5 \left[A^2(1 - \rho) + \frac{1}{8}\right] \approx -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right); \quad (13)$$

$$Im \lambda_c = -\eta A^2 \lambda^5; \quad (14)$$

$$Re \lambda_t = -A^2 \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) (1 - \bar{\rho}); \quad (15)$$

$$Im \lambda_t = \eta A^2 \lambda^5. \quad (16)$$

Теоретически неопределенности в определении этих коэффициентов малы и для формул (13), (14), (16) составляют менее 0.2%, а для (15) менее 2% [18, 19].

Используя параметризацию Вольфенштейна для матрицы смешивания V_{CKM} (10), удобно представить условие унитарности этой матрицы в геометрической интерпретации на комплексной плоскости $(\bar{\rho}, i\bar{\eta})$. Пользуясь этим представлением, условие унитарности представляет собой равенство нулю суммы трех векторов на комплексной плоскости:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (17)$$

Исходя из условия унитарности (17) и условий, изложенных выше, получаем на плоскости треугольник, стороны которого будут равны:

$$|\vec{CA}| = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}; \quad (18)$$

$$|\vec{AB}| = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}; \quad (19)$$

$$|\vec{CB}| = 1. \quad (20)$$

А углы этого треугольника определяются соотношениями:

$$\sin(2\alpha) = \frac{2\bar{\eta}(\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}^2 - \bar{\rho})}{(\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)((1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2)}; \quad (21)$$

$$\sin(2\beta) = \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}; \quad (22)$$

$$\sin(2\gamma) = \frac{2\bar{\rho}\bar{\eta}}{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{2\rho\eta}{\rho^2 + \eta^2}. \quad (23)$$

Отличие от нуля площади унитарного треугольника и, соответственно, неравенство нулю его углов свидетельствуют о наличии CP-нарушений. Размер этих нарушений также должен определяться величиной площади треугольника и размером его углов. Это вызвано тем, что нарушение CP-инвариантности непосредственно связано с комплексным характером матрицы V_{CKM} .

Экспериментальное изучение ультра редких распадов каонов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ позволяют измерить параметры η^2 (высота унитарного треугольника) и $((\rho - 1,4)^2 + \eta^2)$. И определить положение одной из сторон треугольника унитарности Рис. 44.

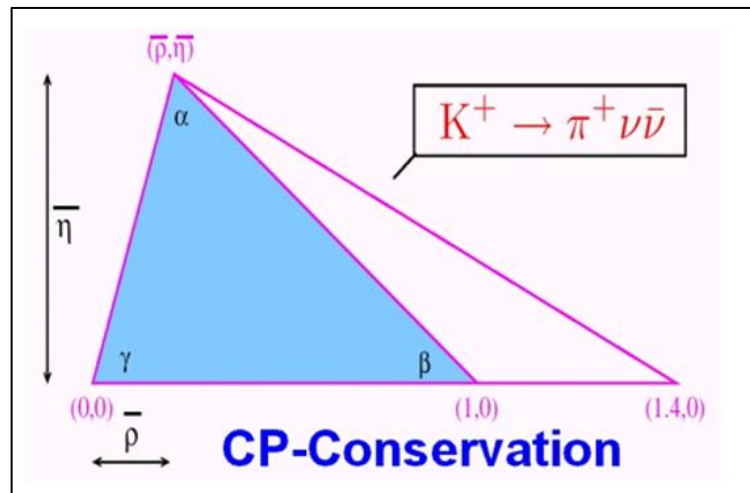


Рис. 44 Вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ определяет положение правой стороны треугольника унитарности.

4. Эксперименты по поиску редких каонных распадов

Экспериментальное измерение вероятностей сверх редких каонных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ представляет собой крайне тяжелую задачу. Вероятности этих распадов в предсказаниях Стандартной Модели крайне малы $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (9.11 \pm 0.72) \times 10^{-11}$ и $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (3.0 \pm 0.30) \times 10^{-11}$ [76]. Их регистрация затруднена не только огромным количеством фоновых процессов, вызванных распадами каонов по другим модам, но и отсутствием четких кинематических критериев отбора. Однако их прямое измерение позволит произвести проверку предсказаний Стандартной Модели, возможные отклонения от которых будут прямыми указаниями на проявление Новой Физики.

4.1 Эксперимент E391 КЕК

Первым специализированным экспериментом по изучению ультра редкого распада нейтрального каона $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ стал эксперимент E391 КЕК [77]. Схема эксперимента представлена на Рис. 45.

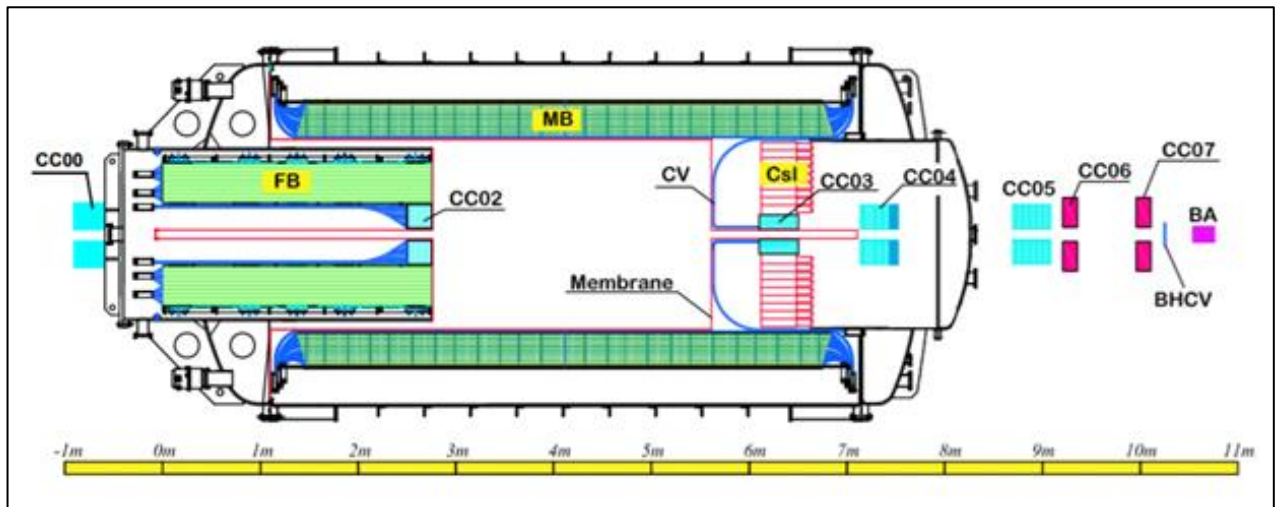


Рис. 45 Схема эксперимента E391.

Протонный пучок с энергией 12 ГэВ попал в платиновую мишень, образуя вторичный пучок нейтральных каонов с пиком энергии ~ 2 ГэВ. Методика регистрации основного распада основана на регистрации двух γ -квантов, образованных в цепочке распадов: $K_L \rightarrow \pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \nu \bar{\nu}$. Каоны распадались на лету на нейтральный пион, нейтрино и антинейтрино. С вероятностью $\sim 98.8\%$ пион

практически сразу распался на два γ -кванта, энергии и координаты которых измерялись в электромагнитном калориметре, состоящем из 576 кристаллов нелегированного CsI размерами $7 \times 7 \times 30$ см³. Наличие в этой цепочке распадов нейтрино и антинейтрино подтверждалось отсутствием сигнала с veto-детекторов, окружающих область распада.

За время своей работы эксперимент собрал статистику из $(8.70 \pm 0.61) \times 10^9$ распадов K_L . Ни одного кандидата в события не наблюдалось в сигнальном регионе Рис. 46. Результатом стал верхний предел для вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} \text{ (90\% CL)}$$

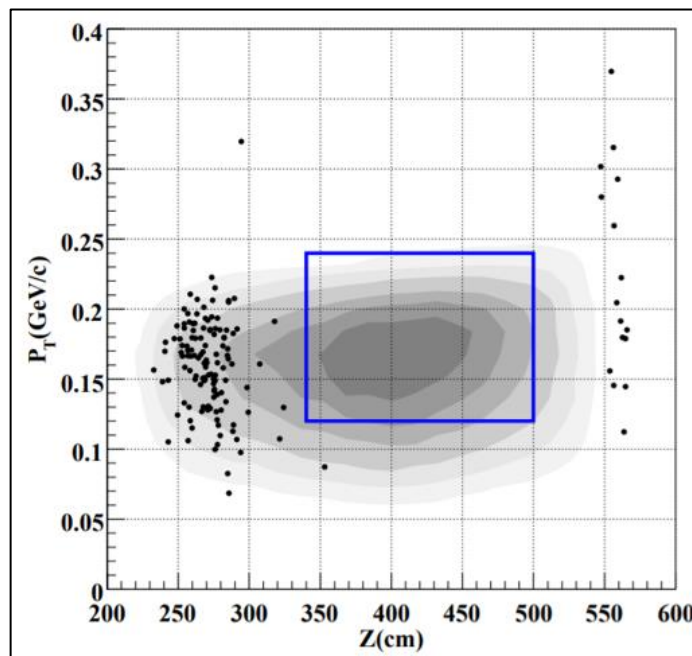


Рис. 46 Результаты эксперимента E391. Событий в сигнальном регионе (синий прямоугольник) не наблюдалось.

4.2 Эксперименты E787/E949 BNL

Эксперимент E949 [21] является продолжением эксперимента E787 [78]. Основной целью этих экспериментов являлось изучение вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$. В экспериментах использовался протонный пучок с энергией 24 ГэВ с ускорителя AGS (Alternating Gradient Synchrotron). После попадания протонного пучка в платиновую мишень выделялся чистый ($\sim 70\%$) вторичный пучок K^+ с энергией ~ 700 МэВ/с. Пучок замедлялся и останавливался в активной мишени,

состоящей из сцинтилляционных волокон и окруженной системой вето-детекторов. Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ выделяется путем отбора распадов K^+ на одну положительно заряженную частицу, которая идентифицировалась как π^+ в системе детекторов по цепочке вторичных распадов ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$). Это позволило хорошо подавить фон, вызванный мюонами распада и неупругими взаимодействиями первичной частицы. Также для выделения распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ отбирались только те события, кинематика которых отличалась от двухчастичных распадов. Фон от фотонов и частиц, попадающих в детектор извне, подавлялся с помощью 4π -вето системы. Суммарно в экспериментах E787 и E949 было зарегистрировано семь распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ (Рис. 47.) и измерена вероятность этого распада:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}) = 1,73_{-1,05}^{+1,15} \times 10^{-10} [22]$$

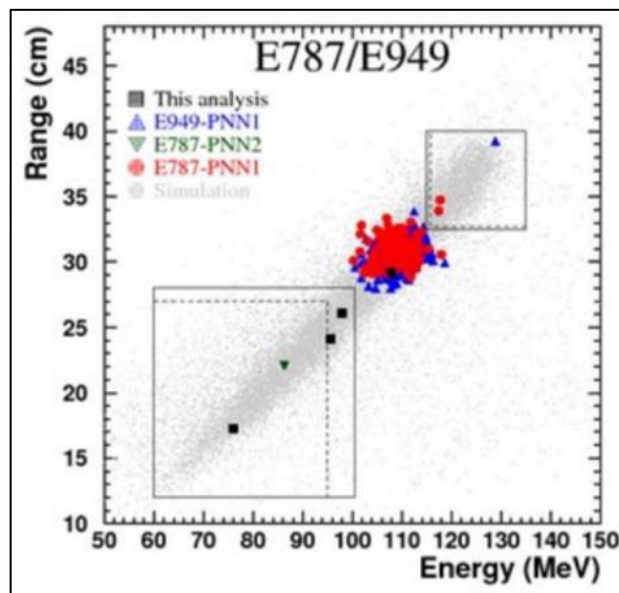


Рис. 47 Суммарный результат экспериментов E787/E949. Прямоугольниками отмечены сигнальные области.

4.3 Эксперимент КОТО КЕК

Основной целью эксперимента КОТО (J-PARC, КЕК) [79] является изучение распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. КОТО является продолжением эксперимента E391. В нем также используется пучок нейтральных каонов низких энергий с пиком в 2.1 ГэВ, крайне эффективный герметичный калориметр и фотонное вето. Схема эксперимента представлена на Рис. 48.

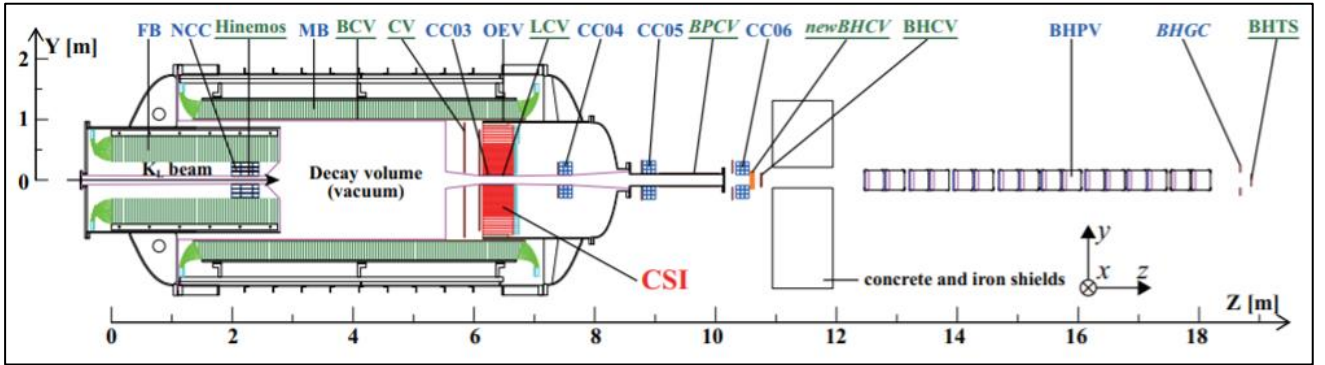


Рис. 48 Схема эксперимента KOTO.

За время своей работы в 2015 году эксперимент набрал статистику, соответствующую 2.2×10^{19} протонов на мишени. При ожидаемом уровне фона в 0.42 ± 0.18 событий, не наблюдалось ни одного события в сигнальной области. Результатом стало улучшение на порядок верхнего предела, полученного в эксперименте E391, вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 3.0 \times 10^{-9} \text{ (90\% CL)}$$

Недавно были опубликованы данные работы эксперимента за 2016, 2017 и 2018 годы. В сигнальной области было найдено 3 кандидата в событие $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$, при ожидаемом уровне фона в 1.22 ± 0.26 события. Коллаборация пришла к выводу, что наблюдаемое количество событий статистически соответствует уровню фона, поэтому был обновлен верхний предел вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 4.9 \times 10^{-9} \text{ (90\% CL) [20]}$$

5. Выводы по Главе 4

Изучение ультра редких каонных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ является одним из путей к поиску Новой Физики. Теоретические неопределенности данных распадов крайне малы и поэтому точное их измерение может позволить произвести не только проверку предсказаний Стандартной Модели, но и проверить ряд других теоретических моделей: теория решеток, правила КХД-сумм и других. Также вероятности этих распадов определяют одну из сторон и положение вершины треугольника унитарности. Отличие от нуля площади этого треугольника

свидетельствует о наличии нарушения CP-симметрии, размер которой определяется площадью данного треугольника. Однако низкая вероятность этих распадов $\sim 10^{-10}$ резко усложняет их экспериментальное изучение.

В настоящее время в эксперименте КОТО было зарегистрировано три кандидата в событие $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$. Однако, все они были отнесены коллаборацией к фоновым. Полученные результаты позволили определить только верхний предел вероятности этого распада. В эксперименте E949 BNL было зарегистрировано семь распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$, но точность этих измерений все равно остается недостаточной для проверки предсказаний Стандартной Модели.

Глава 5

Эксперимент NA62

Глава 5 посвящена эксперименту по поиску ультра редкого каонного распада ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$) NA62 (CERN). Приводятся детальное описание экспериментальной установки и основные физические результаты, полученные за время работы эксперимента с 2016 по 2018 год. Рассматриваются как ближайшие планы работы эксперимента после большой остановки в 2021 году: модернизация линии пучка, добавление четвертого модуля GTK, создание нового детектора для наложения вето на мюоны гало. Так и более отдаленное будущее эксперимента – режим высокой интенсивности. Помимо этого, подробно рассмотрено прохождение мюонного гало вдоль экспериментальной линии NA62.

1. Экспериментальная установка

Эксперимент NA62 [6] базируется на пучке ускорителя SPS (Super Proton Synchrotron) в CERN. Коллаборация состоит из 31 института из 15 стран. Основной целью эксперимента NA62 является измерение вероятности сверх редкого каонного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$. Этот распад сильно подавлен и рассчитывается в Стандартной Модели с высокой точностью. Теоретические неопределенности крайне малы и не превышают 2% [18, 19]. Поэтому точное измерение вероятности этого распада позволит произвести проверку предсказаний Стандартной Модели, отклонение от которых будут свидетельствовать о проявлении Новой Физики. В эксперименте E949 BNL было зарегистрировано 7 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ [21, 22, 23], что не является достаточным для проверки предсказаний Стандартной Модели. В эксперименте NA62 планируется достичь 10% точности измерений. После настройки экспериментальной установки в 2015 году, эксперимент набирал статистику для физического анализа с 2016 по 2018 годы.

Схема эксперимента NA62 представлена на Рис. 49. Протонный пучок 400 ГэВ/с попадая в бериллиевую мишень образует вторичный пучок каонов с энергией 75 ГэВ/с. Вторичный пучок является достаточно «грязным» – содержание каонов ~6%. Для их идентификации используется система каонной метки KTAG, которая обладает эффективностью идентификации каонов >95%, при ошибочной идентификации пиона как каона $<10^{-4}$ [80]. Для определения импульса, времени и угла влета каонов в распадный объем используется детектор GTK (Gigatracker). Он состоит из трех станций, каждая из которых представляет собой кремниевый пиксельный детектор. А между соседними станциями располагается по два магнита. При такой конфигурации детектор позволяет определять импульс каона с точностью <2% и угловым разрешением <16 мрад [81]. После детектора GTK перед распадным объемом располагается сцинтилляционный детектор CHANTI (Charged ANTI). Он предназначен для наложения вето на возможные взаимодействия в последней станции GTK. Детектор состоит из 6 станций, каждая из которых представляет собой два слоя сцинтилляционных стрипов, расположенных перпендикулярно пучку в вертикальной и горизонтальной плоскости. Сигнал с каждого из стрипов снимается с помощью спектросмещающего волокна и фотосенсора, расположенного на одном из торцов стрипа. Такая конфигурация детектора позволяет достигнуть эффективности наложения вето сигнала >99% [82]. Далее расположен 65-метровый распадный объем.

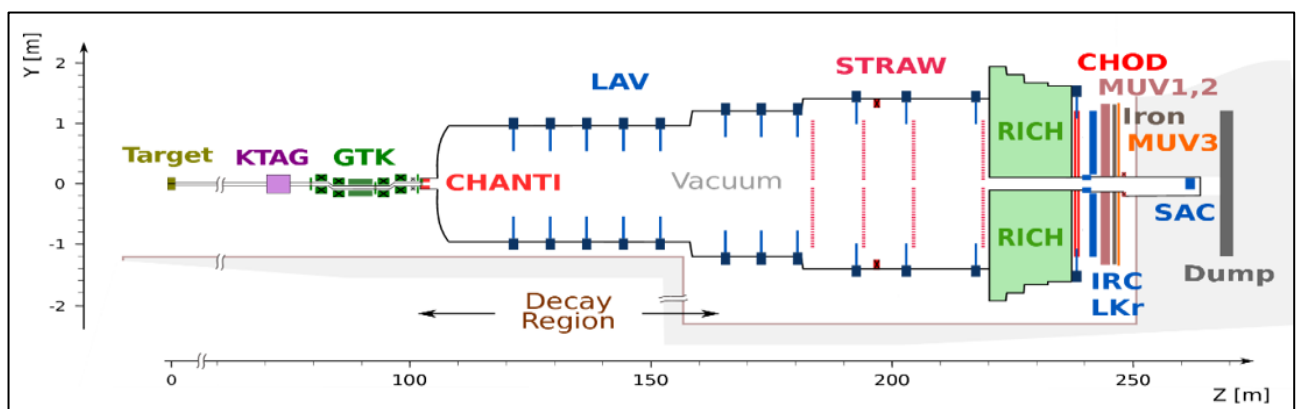


Рис. 49 Схема эксперимента NA62.

Для наложения вето на фотоны в эксперименте NA62 используется обширная вето-система, которая состоит из трех элементов. Первым элементом является 12 станций детектора LAV (Large Angle Veto). Они предназначены для наложения вето на фотоны в диапазоне углов от 8.5 до 50 мрад. Основными детектирующими элементами в станциях служат кристаллы свинцового стекла, просматриваемые ФЭУ и расположенные в 4–5 слоев в шахматном порядке. Такая конфигурация детектора позволяет достичь неэффективности регистрации детектором фотонов $<10^{-4}$ [83]. Вторым элементом фотонной вето-системы является жидкокриптонный калориметр LKr (Liquid Krypton). Он предназначен для наложения вето на фотоны в диапазоне углов от 1.0 до 8.5 мрад. Детектор представляет собой цистерну объемом 10 м^3 , заполненную жидким криптоном. Сигнал снимается с помощью тонких медно-берилловых лент, образующих 13212 ячеек размером $2 \times 2 \text{ см}^2$ [84]. Неэффективность регистрации детектором LKr фотонов с энергией выше 5 ГэВ составляет $<10^{-5}$, а для фотонов в диапазоне энергий от 1 до 5 ГэВ $<10^{-4}$. И последним элементом фотонной вето-системы, накладывающим вето в диапазоне углов от 0 до 1.0 мрад является система SAV (Small Angle Veto). Она состоит из двух калориметров типа «шашлык» IRC (Intermediate Ring Calorimeter) и SAC (Small Angle Calorimeter). При наборе данных эксперимента NA62 в нормальном режиме система SAV позволяет достигнуть неэффективности регистрации фотонов в заданном угловом диапазоне менее 7×10^{-4} [6].

Для определения координат и импульсов заряженных частиц, рожденных в распадном объеме, используются 4 станции спектрометра Straw. Каждая станция состоит из нескольких слоев детектирующих трубок длиной 2.1 м и диаметром 9.8 мм, каждая из которых представляет собой газовый ионизационный детектор, заполненный смесью из CO_2 (90%), CF_4 (5%) и Изобутана (5%) под давлением в 10^{-6} мбар. Между второй и третьей станцией располагается магнит с высокой апертурой, создающий магнитное поле в 0.36 Т. Разрешение по импульсу для трека в спектрометре составляет:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0.30\% \oplus 0.005\% \cdot p, \quad (24)$$

где p в ГэВ/с. А угловое разрешение составляет 60 мкрад для импульсов 10 ГэВ/с и 20 мкрад для импульсов 50 ГэВ/с [6].

Для отделения пионов от мюонов в эксперименте NA62 используется черенковский детектор RICH (Ring Imaging Cherenkov counter). Он представляет собой цистерну длиной 17 метров и диаметром от 3.2 до 3.8 м, заполненную неоном под давлением в 1 атм. В дальнем торце цистерны располагаются шестиугольные зеркала для фокусировки черенковского света на ~2000 фотодетекторов, расположенных с противоположного торца цистерны. Детектор RICH обеспечивает эффективность идентификации заряженных пионов на уровне 90%, при вероятности идентификации мюона, как пиона на уровне 1% [85].

Два годоскопа заряженных частиц CHOD и NewCHOD [4, 5] применяются в эксперименте NA62 для наложения вето на возможные фотоядерные реакции в зеркальной области детектора RICH, а также для резервной замены детектора RICH в нулевом уровне триггерной системы. Детектор CHOD состоит из двух слоев сцинтилляционных стрипов, расположенных под углом 90° относительно друг друга. Сигнал с каждого из стрипов снимается с помощью световода на основе плексигласа и одного фотодетектора. В процессе использования детектора на пучке у него было выявлено несколько недостатков: он испытывал высокую загрузку в центральной области и обладал низким онлайн временным разрешением. Решением стало создание нового детектора NewCHOD. Он имеет однослойную сегментированную структуру и изготовлен на основе пластикового сцинтиллятора. Сигнал с каждого из сегментов регистрировался с помощью нескольких спектросмещающих волокон и фотосенсоров. Такая конфигурация детектора NewCHOD позволила решить проблемы с высокой загрузкой в центральной области и низкого онлайн временного разрешения. Эффективность регистрации детектором NewCHOD заряженных частиц ~99%, а среднее временное разрешение для отдельного сегмента ~1 нс [86].

Мюонная вето система MUV (Muon Veto system) эксперимента NA62 состоит из трех частей MUV1, MUV2 и MUV3. MUV1 и MUV2 представляют собой классические адронные сцинтилляционно-железные калориметры «сэндвичного» типа, в которых сцинтилляционные и железные слои располагаются поочередно. Каждый сцинтилляционный слой состоит из стрипов, сигнал с которых в MUV1 снимается с помощью спектросмещающих волокон и ФЭУ, а в MUV2 через световоды и ФЭУ. Количество сцинтилляционных слоев в MUV1 равняется 22, а в MUV2 – 24. Энергетическое разрешение для адронов в этих двух калориметрах составило:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.115 \oplus \frac{0.38}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.37}{E}, \quad (25)$$

где E в ГэВ [6]. MUV3 состоит из двух сцинтилляционных слоев, расположенных в вертикальной и горизонтальной плоскости, и располагается сразу после MUV1, 2 и листа железа толщиной 80 см. MUV3 позволяет произвести идентификацию мюонов с импульсом превышающем 15 ГэВ/с с вероятностью более 99.5% [6].

Триггерная система эксперимента NA62 состоит из аппаратного триггера L0 и двух триггеров высокого уровня L1 и L2. Триггер L0 предназначен для отбора событий на основе сигналов с нескольких быстрых детекторов эксперимента (CHOD, NewCHOD, RICH, LAV и калориметров). Максимальная частота на выходе с триггера не должна превышать 1 МГц, а максимальная задержка не должна быть больше 1 мс. Программный триггер L1 снижает поток данных с L0 в 10 раз до 100 КГц, с помощью алгоритмов, использующих данные с отдельных детекторов эксперимента. Калориметры на уровне L1 не используются, поскольку они считываются только после положительного сигнала с этого уровня триггерной системы. И, наконец, триггер L2 снижает поток данных еще в 10 раз до приемлемой скорости записи в 10 КГц. Он основан на частичной реконструкции событий и использует скоррелированную информацию от нескольких детекторов эксперимента.

2. Основные физические результаты эксперимента NA62

Эксперимент NA62 набирал данные для физического анализа с 2016 по 2018 год. Данных за 2018 год оказалось практически в два раза больше, чем за предыдущие два года. В настоящее время эксперимент готовится к возобновлению набора статистики после окончания большой остановки в CERN в 2021 году.

Первые результаты поиска распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ в эксперименте NA62, основанные на данных 2016 года, подробно представлены в [87]. Всего было собрано $\sim 1.21 \times 10^{11}$ распадов положительно заряженных каонов. Чувствительность эксперимента к искомому событию оказалась равной 3.15×10^{-10} . Всего был найден один кандидат в событие (Рис. 50. слева), при ожидаемом фоне 0.152 события (Рис. 50. справа), что приводит к следующему верхнему пределу вероятности распада $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}) < 14 \times 10^{-10}$ (95% CL).

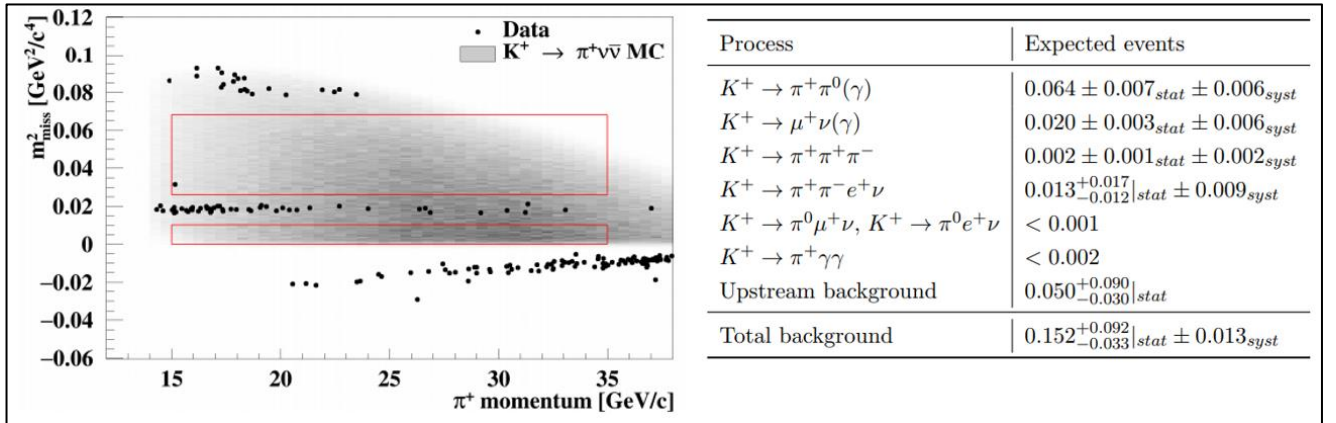


Рис. 50 Данные 2016 года. Слева: Кандидат в событие $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$. Красными прямоугольниками отмечены два сигнальных региона. Справа: Ожидаемый фон в сигнальном регионе.

Результаты поиска распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ по данным 2017 года подробно представлены в [25]. В этих данных количество зарегистрированных распадов K^+ увеличилось практически в 10 раз до $(13 \pm 1) \times 10^{11}$. Всего было найдено два кандидата в искомые события (Рис. 51. слева) при ожидаемом фоне в 1.5 события (Рис. 51. справа).

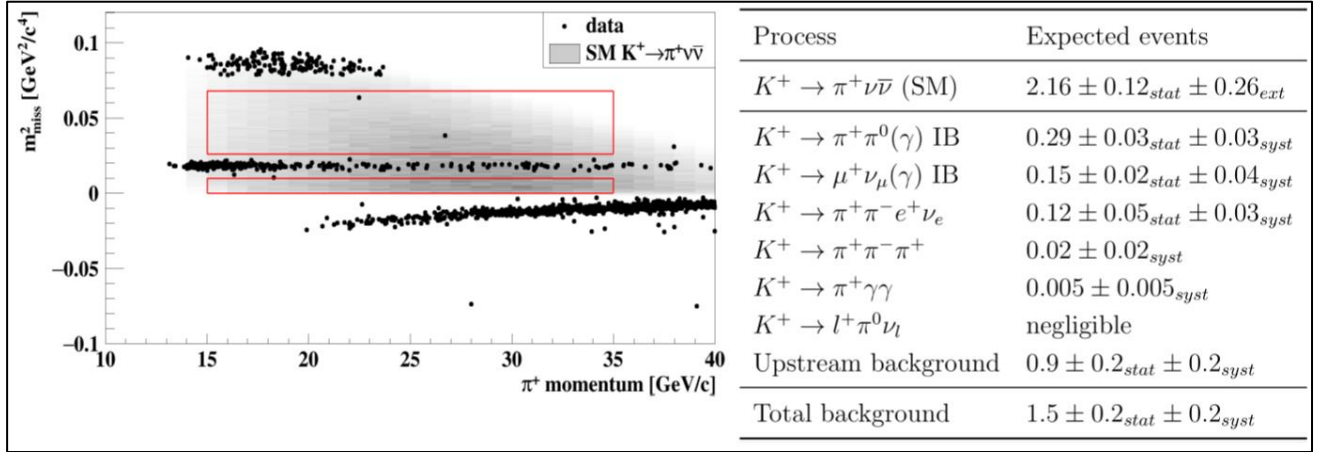


Рис. 51 Данные 2017 года. Слева: Два кандидата в событие $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Красными прямоугольниками отмечены два сигнальных региона. Справа: Ожидаемый фон в сигнальном регионе.

Статья по данным 2018 года в настоящее время находится в работе. В этих данных было зарегистрировано 17 кандидатов в события (Рис. 52. слева) при ожидаемом уровне фона в 5.3 события (Рис. 52. справа) [24].

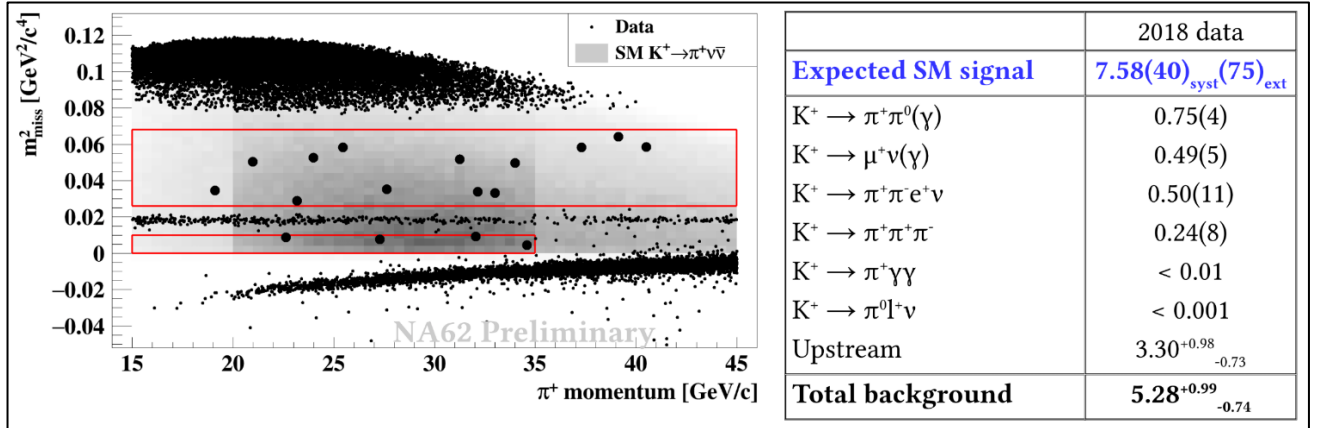


Рис. 52 Данные 2018 года. Слева: 17 кандидатов в событие $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Красными прямоугольниками отмечены два сигнальных региона. Справа: Ожидаемый фон в сигнальном регионе.

Таким образом всего за три года эксперимент NA62 наблюдал 20 кандидатов в событие $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ при ожидаемом уровне фона в 7 событий. Базируясь на полученных данных, была определена вероятность распада:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (11.0_{-3.5}^{+4.0} \pm 0, 3_{syst.}) \times 10^{-11} (3.5\sigma) [24]$$

3. Будущее эксперимента NA62

Эксперимент NA62 за время Run 2 в CERN (Рис. 53.) произвел настройку экспериментальной установки в 2015 году и набрал данные для физического анализа в 2016–2018 годах. Во время большой остановки LS2 (Long Shutdown 2) в 2019–2020 годах коллаборацией NA62 производится подготовка к набору статистики во время Run 3 (2021–2023), а также осуществляются работы по модернизации эксперимента с целью уменьшения фона при поиске как основного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, так и при поиске различных экзотических событий, например, темного фотона и тяжелых стерильных нейтрино. Для реализации этих задач осуществляется модернизация линии пучка и рассматривается возможность установки дополнительной (четвертой) станции GTK [88], а также производятся работы по разработке и созданию нового вето-детектора ANTI-0 [89]. Помимо этого, рассматриваются различные варианты работы эксперимента после большой остановки LS3 (2024–2026) в 2026 году.

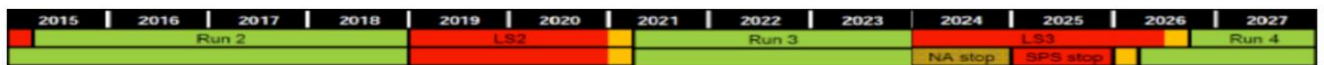


Рис. 53 График работы ускорительного комплекса в CERN.

Ожидается, что интенсивность пучка для эксперимента NA62 во время Run3 будет аналогична интенсивности в 2018 году. Соответственно за время Run3 планируется собрать 42 ± 5 событий. Что равняется 62 ± 5 искомым событиям за время работы эксперимента NA62 в период Run 2 и Run 3.

3.1 Мюонное гало в эксперименте NA62

Для достижения главной цели эксперимента NA62 (измерение вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$) прямая регистрация гало пучка не требуется, поэтому, несмотря на большое количество вето-детекторов и многоуровневую триггерную систему, не существует детектора, который бы осуществлял его регистрацию. Однако, для различных экзотических распадов, изучаемых в эксперименте NA62, а также для уменьшения фона в анализе данных по основному распаду, знания о гало могут быть крайне полезными [90]. Кроме того, из анализа данных 2016 года [87] следует,

что основным источником фона являются взаимодействия в последней станции GTK. Поэтому коллаборацией NA62 было принято решение о разработке и создании нового вето-детектора ANTI-0 [89], предназначенного для регистрации мюонного гало.

3.1.1 Интенсивность мюонного гало вдоль линии пучка (ось Z)

Как показали результаты Монте-Карло моделирования, основным источником гало пучка являются мюоны, образованные, в основном, из распадов каонов и пионов, а также из неупругих взаимодействий пучка первичных протонов с материалом мишени. Таким образом, имеется 4 основных источника мюонного гало по типу родительской частицы: K^+ , π^+ , K^- , π^- . Основной вклад в интенсивность гало вносят мюоны от положительно заряженных источников. Это вызвано тем, что отрицательно заряженные источники останавливаются с помощью магнитов на расстоянии 25 метров от мишени. На Рис. 54. представлено распределение интенсивности мюонного гало, попавшего в LKr, вдоль линии пучка, где 0 это местоположение мишени.

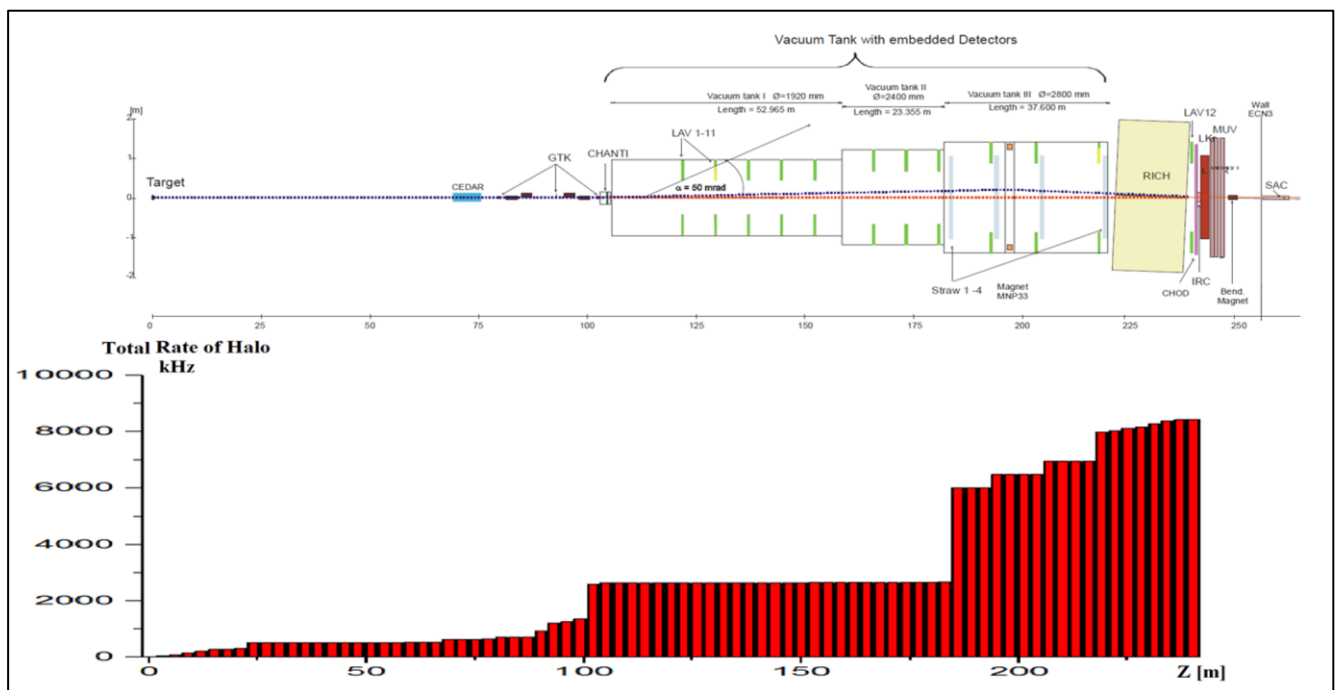


Рис. 54 Интенсивность гало-мюонов, попавших в LKr, вдоль линии пучка.

Ступенчатый характер этого графика вызван тем, что называется гало-мюонами. При моделировании различают два типа мюонов:

- мюоны, которые образовались из распадов K^\pm и π^\pm и остались внутри апертуры пучка;
- гало-мюоны, которые прошли через апертуру пучка, и впоследствии отслеживаются через внешние материалы и магнитные поля.

Таким образом, K^\pm и π^\pm распадаются вдоль всей линии пучка, но продукты их распада начинают называться гало-мюонами только там, где определены ограничивающие апертуры: отсюда ступенчатая форма.

3.1.2 Интенсивность мюонного гало в плоскостях XZ и YZ

Вертикальное (плоскость YZ) распределение потока мюонного гало, достигнувшего детектора LKr, от наиболее интенсивного источника мюонов π^+ представлено на Рис. 55. Оно симметрично вдоль оси Z от мишени до детектора.

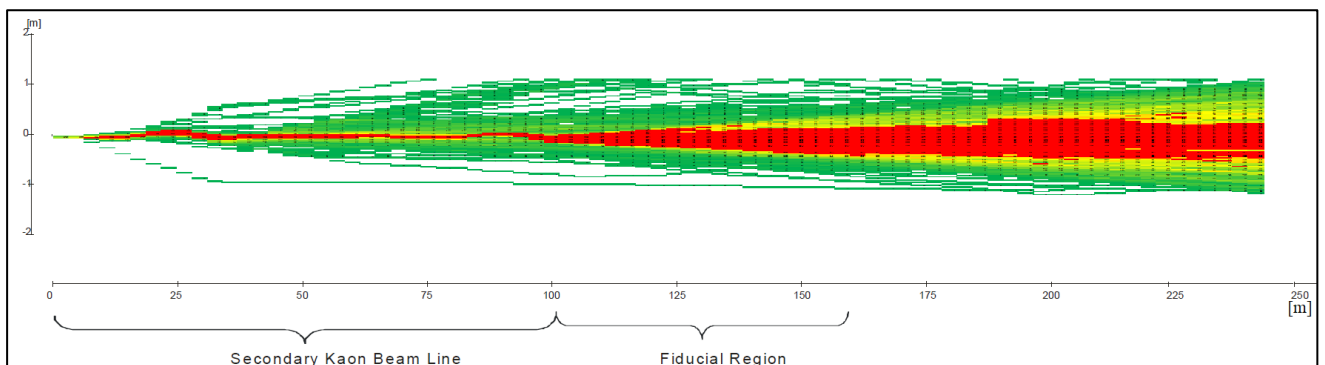


Рис. 55 Вертикальное (плоскость YZ) распределение потока мюонного гало, достигнувшего детектора LKr, от наиболее интенсивного источника мюонов π^+ .

Более интересным является горизонтальное (плоскость XZ) распределение потока мюонного гало, достигнувшего детектора LKr, от наиболее интенсивного источника мюонов π^+ (Рис. 56.). Оно уже не является симметричным относительно оси пучка. Магнит, который на расстоянии 25 метров от мишени, убирает практически все мюоны от отрицательных источников, также образует и интенсивный поток гало мюонов, идущих параллельно пучку на расстоянии ~ 800

мм от него. Несмотря на то, что этот интенсивный поток расщепляется на расстоянии ~ 80 м от мишени, и основная его часть уходит в сторону от линии эксперимента, оставшаяся достаточно интенсивная часть не сильно отклоняется от своей изначальной траектории и проходит через трубу распадного объема радиусом 1050 мм.

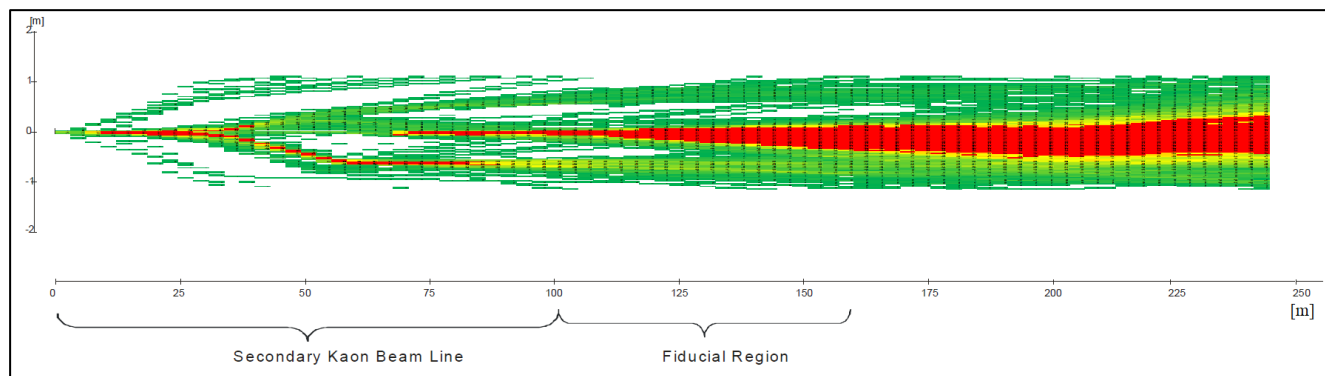


Рис. 56 Горизонтальное (плоскость XZ) распределение потока мюонного гало, достигнувшего детектора LKr, от наиболее интенсивного источника мюонов π^+ .

Более подробно рассмотрим распространение пика мюонного гало, летящего на расстоянии 800 мм от пучка, по оси Z. Для этого рассмотрим распределения интенсивности мюонного гало в точке начала распадного объема (на расстоянии 104 м от мишени) и в точке установки первого детектора после начала распадного объема (станция LAV1 на расстоянии 122 м от мишени). Несмотря на то, что дополнительный поток пересекает трубу распадного объема, он успевает отклониться и выйти за периферию эксперимента до пересечения с детекторами, окружающими распадным объемом (Рис. 57.).

Интересным также представляется тот факт, что часть мюонов гало, которые перед началом распадного объема уходят за линию эксперимента, возвращаются обратно магнитом, расположенным между 2 и 3 станциями STRAW детектора. Они оказывают дополнительный вклад в общую загрузку детектора мюонами гало. Например, для детектора LKr этот вклад составляет $\sim 3\%$ от общей загрузки детектора гало мюонами.

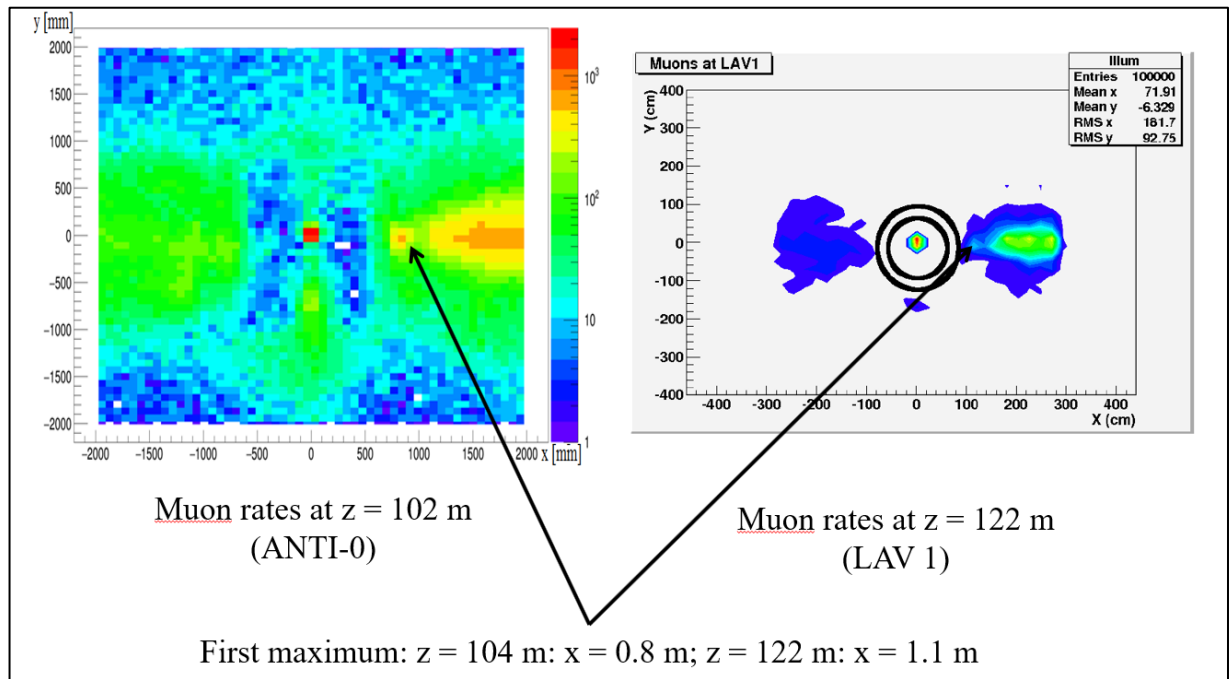


Рис. 57 Распределение интенсивности мюонного гало в плоскости XY. Слева: на расстоянии 104 м от мишени в точке начала распадного объема. Справа: на расстоянии 122 м от мишени в точке установки станции LAV1.

3.1.3 Интенсивность мюонного гало перед областью распада

Как уже отмечалось выше, коллаборацией NA62 было принято решение о создании нового детектора для наложения вето на мюоны гало (ANTI-0). Местом предполагаемой установки детектора ANTI-0 является область перед распадным объемом. Поэтому более подробно рассмотрим интенсивность и координатное распределение мюонов гало непосредственно перед областью распада суммарно от всех 4 (K^\pm и π^\pm) типов источников (Рис. 58.). Общая загрузка гало мюонами области 2×2 м², за исключением мюонов, летящих в трубе пучка, составляет порядка 24 МГц. Основная загрузка приходится на две области справа от центра. Изначально рассматривалось два варианта дизайна детектора ANTI-0. В первом варианте внешний радиус детектора должен был быть ~ 500 мм. При таком дизайне детектор не испытывал бы большую загрузку от пика интенсивности мюонного гало в 800 мм справа от центра пучка и позволял бы накладывать вето на возможные взаимодействия в последней станции GTK, а загрузка отдельных элементов не превышала бы нескольких десятков кГц. Однако в этом случае не осуществлялось бы полное перекрытие трубы распадного объема. Во втором варианте внешний

радиус равнялся бы ~ 1000 мм, при нем осуществлялось полное перекрытие трубы распадного объема, однако загрузка отдельных элементов достигала уже ~ 1 МГц. В итоге, для регистрации всех заряженных частиц, влетающих в распадный объем, коллаборацией был выбран второй вариант дизайна детектора.

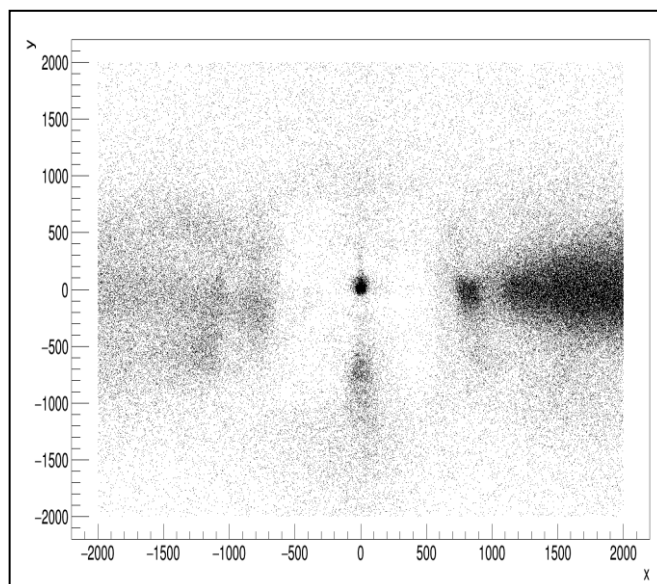


Рис. 58 Распределение гало мюонов в плоскости XY перед областью распада (X и Y указаны в мм).

Также рассматривалось два варианта структуры будущего детектора ANTI-0: однослойная сегментированная и двухслойная стриповая. Для этого были определены загрузки отдельных элементов детектора для каждой из структур мюонами гало. Оба этих варианта испытывали суммарную загрузку ~ 24 МГц и перекрывали площадь 2×2 м². Предполагаемая максимальная загрузка отдельного сегмента при однослойной структуре достигала ~ 1.5 МГц (Рис. 59.), а при двухслойной ~ 1 МГц (Рис. 60.). Однако, при такой загрузке отдельных элементов детектора осуществление корреляции между событиями в двух слоях детектора крайне затруднительно. Поэтому был выбран вариант однослойной сегментированной структуры детектора ANTI-0.

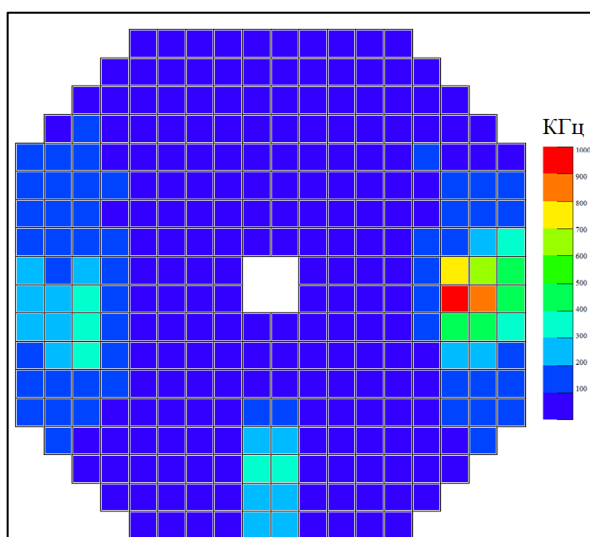


Рис. 59 Результаты моделирования загрузки элементов детектора ANTI-0, однослойной сегментированной структуры (загрузки указаны в кГц).

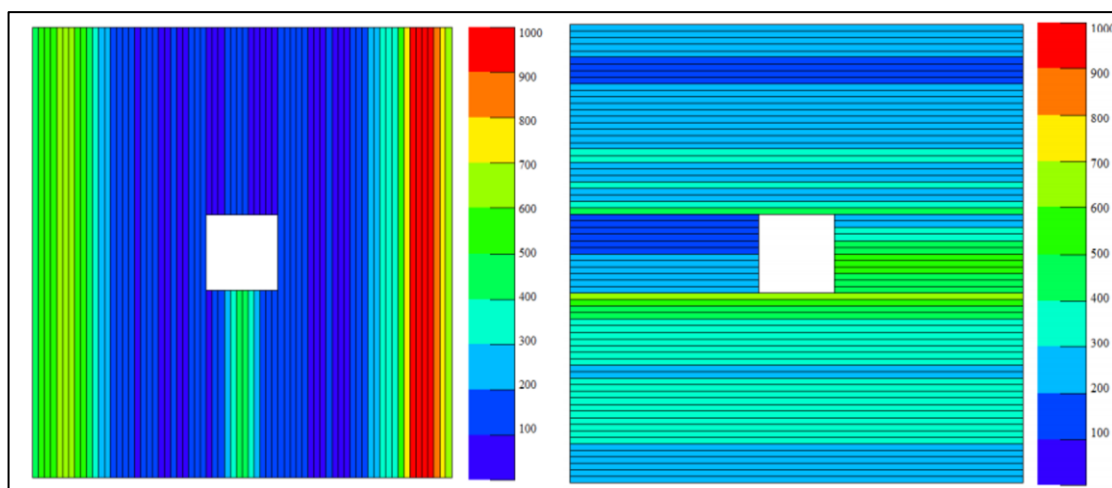


Рис. 60 Результаты моделирования загрузки элементов детектора ANTI-0, двухслойной стриповой структуры (загрузки указаны в кГц).

3.2 Четвертая станция GTK (GTK-4)

Анализ данных 2016 года [87] показал, что основным источником фона является взаимодействие пучка с элементами экспериментальной установки NA62 перед распадным объемом, в частности со станциями GTK. Для уменьшения фона от этого источника было предложено осуществить корректировку линии пучка и добавить дополнительную станцию GTK. Предлагается сместить вторую станцию (GTK-2 → GTK-2а) и добавить к ней еще одну (GTK-2b) (Рис. 61.). Как показывают результаты моделирования, добавление дополнительной станции позволит

значительно уменьшить неэффективность восстановления треков (Рис. 62.), а также практически убрать фон от взаимодействий во второй станции GTK. Помимо этого, осуществленное моделирование также показало, что установка дополнительной станции позволит улучшить каон/пионную идентификацию в 3–4 раза [88].

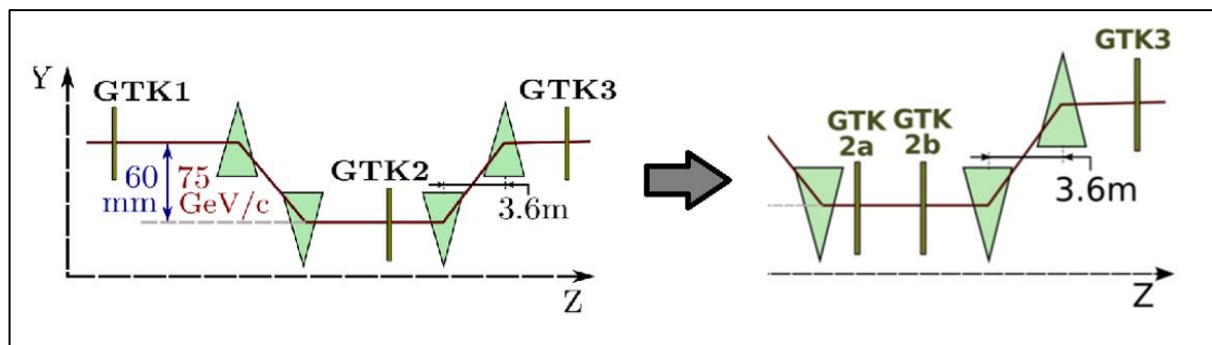


Рис. 61 Схема расположения станций GTK. Слева: до установки 4 станции, справа: после установки.

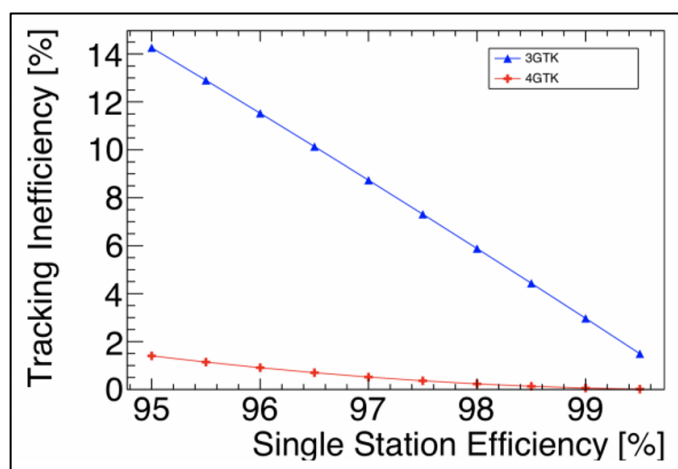


Рис. 62 График зависимости неэффективности восстановления трека от эффективности регистрации одиночной станции для трех (синяя линия) и четырех (красная линия) станций GTK.

В общей сложности ожидается, что добавление четвертой станции GTK позволит улучшить на 14% временное разрешение, на 25% улучшить определение момента импульса и на 3–5% улучшить эффективность восстановления треков [88]. Это позволит повторно оптимизировать анализ для повышения уровня

чувствительности сигнала относительно фона, а также пересмотреть и улучшить стратегию установки триггеров в эксперименте.

3.3 Режим высокой интенсивности

Одним из вариантов работы эксперимента NA62 после LS3 в 2026 году является переход к режиму высокой интенсивности. При этом режиме интенсивность пучка, должна возрасти в 4 раза. Такой переход потребует значительной модернизации всей экспериментальной установки. Многие детекторы потребуют полной замены. Возрастет не только полезная загрузка, но и фоновая загрузка детекторов от мюонов гало. Для ее определения были получены загрузки отдельных вето-систем мюонами гало при нынешней интенсивности (Табл. 3.) и осуществлена экстраполяция полученных данных при увеличении интенсивности в 4 раза.

Табл. 3 Загрузка мюонами гало отдельных систем экспериментальной установки NA62 при номинальной интенсивности пучка.

Detector	Source: Π^+ [MHz]	Source: K^+ [MHz]	Source: Π^- [MHz]	Source: K^- [MHz]	Total [MHz]
LAV 1	1.1	0.34	0.29	0.04	1.77
LAV 1-12	5.8	3.66	1.58	0.17	11.21
STRAW 1	2.3	3.5	0.21	0.02	6.08
RICH	2.68	4.81	0.16	0.03	7.68
IRC	4.0	0.65	0	0	4.65
LKr	2.86	5.22	0.16	0.01	8.25

Если рассмотреть систему LAV, то при номинальной интенсивности пучка процент ложных срабатываний от мюонов гало $\sim 10\%$, а при переходе в режим высокой интенсивности, он уже достигнет $\sim 50\%$. Одним из возможных путей уменьшения фоновой загрузки детекторов мюонами гало является использование детектора ANTI-0 в качестве активного онлайн вето. Однако, переход работы

эксперимента в режим высокой интенсивности будет все равно означать практически полную модернизацию/замену всех элементов экспериментальной установки NA62.

4. Выводы по Главе 5

Эксперимент NA62 набирал данные для физического анализа в 2016, 2017 и 2018 годах. За это время было найдено 20 кандидатов в событие $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ при ожидаемом уровне фона в 7 событий. Это позволило определить следующую вероятность распада:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}) = (11.0_{-3.5}^{+4.0} \text{stat.} \pm 0,3_{\text{syst.}}) \times 10^{-11} \quad (3.5\sigma)$$

До настоящего времени в эксперименте NA62 не существовало детектора для регистрации мюонного гало пучка. Однако, знание о мюонном гало может быть крайне полезным как при поиске различных экзотических событий, также изучаемых в эксперименте, так и при поиске основного распада. Поэтому было осуществлено моделирование прохождения мюонного гало пучка вдоль линии эксперимента NA62. Определены загрузки при номинальной интенсивности пучка мюонами гало отдельных детекторов эксперимента. Более подробно рассмотрено координатное распределение интенсивности мюонного гало в точке начала распадного объема. В этой точке планируется установка нового детектора для наложения вето на мюоны гало.

Глава 6

Исследование фотосенсоров для детектора NewCHOD и контроль за стабильностью его работы

Глава 6 посвящена годоскопу заряженных части NewCHOD для эксперимента NA62. Описываются причины создания детектора и его конструкция. Рассматриваются результаты тестов отдельных элементов детектора. Приводятся основные характеристики детектора, определенные после его установки в экспериментальном холле. Рассматривается статус работы детектора во время сеансов по набору статистики эксперимента NA62 в 2016, 2017 и 2018 годах.

1. Причины создания детектора NewCHOD

В процессе использования годоскопа заряженных частиц CHOD в эксперименте NA62 [6] при его работе был обнаружен ряд проблем. Из-за двухслойной стриповой структуры осуществление корреляции событий в двух слоях при интенсивной загрузке, особенно в центральной области, представляло собой крайне тяжелую задачу. Кроме того, до коррекций по времени, временное разрешение детектора было достаточно высоким ~ 3 нс. После двух коррекций по времени оно составляло ~ 0.5 нс (Рис. 63.) [91].

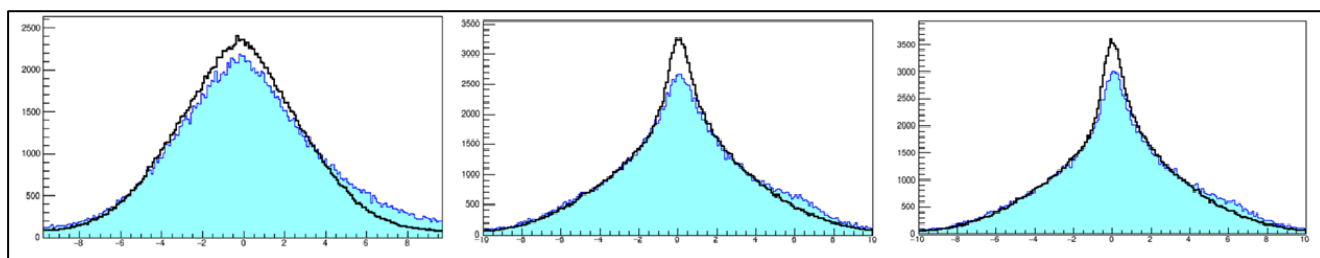


Рис. 63 Временное разрешение детектора CHOD в нс. Слева направо: до временных коррекций; после первой T-0 коррекции; после второй T-0 коррекции.

Поэтому, после обсуждений коллаборацией NA62 было принято решение о создании нового детектора NewCHOD, который должен был быть предназначен

для выполнения функций, аналогичных детектору CHOD: наложение вето на возможные фотоядерные реакции в зеркальной области детектора RICH, а также для резервной замены детектора RICH в нулевом уровне триггерной системы. Но не испытывать проблем от высокой загрузки в центральной области и обладать онлайн (до коррекций по времени) временным разрешением ~ 1 нс.

2. Структура детектора NewCHOD

Детектор NewCHOD [5, 86] представляет собой однослойный сегментированный сцинтилляционный годоскоп (Рис. 64. слева), симметричный относительно оси пучка. Центральный радиус детектора 140 мм, внешний радиус 1070 мм. Сегменты имеют размеры $286 \times 108 \times 30$ мм³ на периферии детектора и $134 \times 108 \times 30$ мм³ в центральной области. Сегменты разного размера используются для обеспечения равной загрузки на один канал считывания. Однослойная структура детектора и меньший размер сегментов в центральной области позволяют избежать проблем, вызванных высокой загрузкой. Для считывания сигнала на каждом сегменте на одной из сторон сделаны канавки под спектросмещающее волокно Kuraray Y11 (200) диаметром 1 мм [68]. Длина волокна варьируется от 1000 мм для сегментов, расположенных на периферии детектора, до 2250 мм для сегментов из центральной области. Размер канавок составляет 1.1×1.2 мм, а расстояние между соседними канавками 16.75 мм. Таким образом сегменты малого размера имеют 8 канавок под волокно, а сегменты большого размера 16 канавок. Волокна клеивались в канавки специальным оптическим клеем и объединялись в группы по 4 волокна на каждую. Структура объединения волокон в группы для больших сегментов показана на Рис. 64. справа. Сигнал с каждой из групп волокон снимается с помощью фотосенсора SensL SiPM MicroFC-30035-SMT [92] с размером активной области 3×3 мм² и количеством пикселей равным 4774. Для сохранения равенства между количеством каналов считывания, сигнал с фотосенсоров, снимающих свет с больших сегментов, объединяется попарно, что обеспечивает два канала считывания для сегментов всех размеров. Для уменьшения перехода света между сегментами, после вклейки

волокон сегменты были обернуты тайвеком [74], а также их размещение на каркасе происходило рядами поочередно с разных сторон.

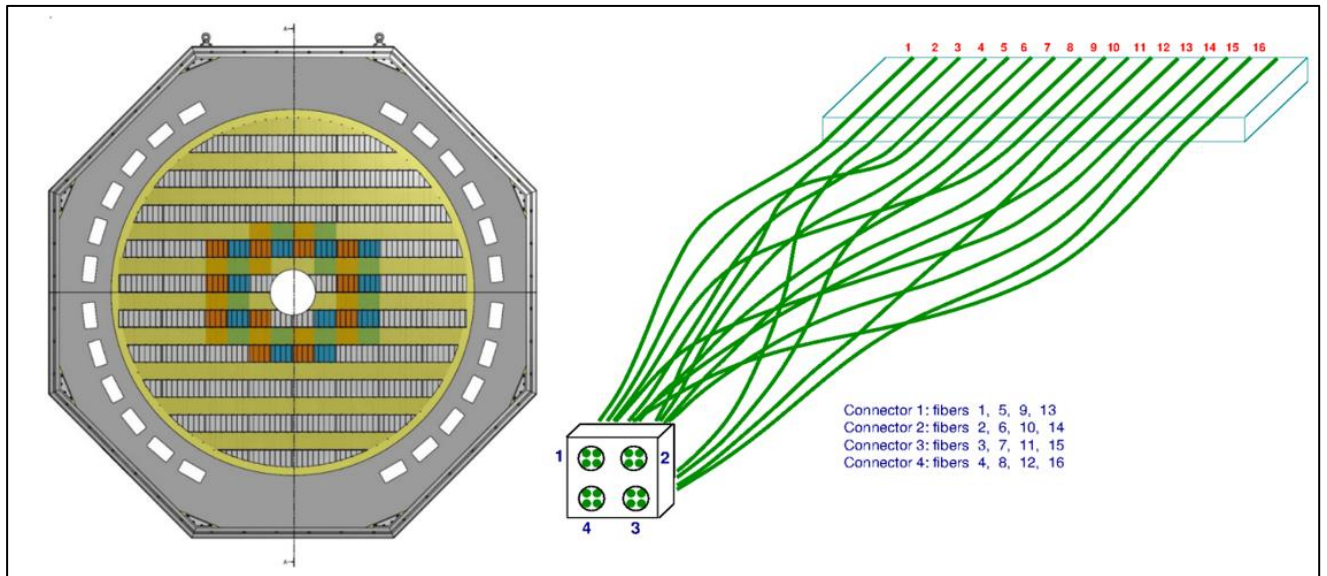


Рис. 64 Слева: Схема детектора NewCHOD. Справа: Схема объединения волокон в группы для больших сегментов.

3. Тестирование фотосенсоров

Перед сборкой детектора NewCHOD было осуществлено исследование характеристик, применяемых в нем фотосенсоров SensL SiPM MicroFC-30035-SMT, для которых были получены основные параметры: crosstalk, темновой ток и эффективность регистрации фотонов от перенапряжения (Рис. 65).

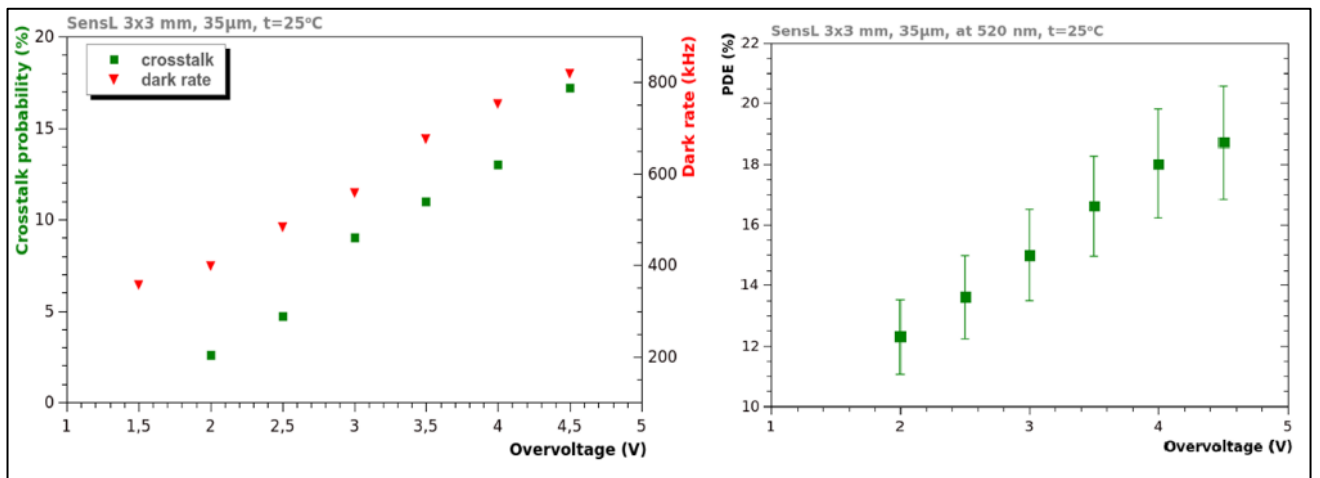


Рис. 65 Основные зависимости для SiPM MicroFC-30035-SMT при температуре 25°C. Слева: графики зависимости crosstalk и темного тока от перенапряжения, справа: график зависимости PDE от перенапряжения.

Для всех, используемых в детекторе NewCHOD SiPM-ов (общим количеством 500 штук) были определены такие основные параметры как: шум, усиление и относительное PDE [93]. Тестирование всех фотосенсоров производилось на изолированном от внешних источников света стенде с контролируемой температурой. Зеленый светодиод генерировал световые импульсы, которые поступали на монохроматор, выделяющий свет с длиной волны 520 нм, которая соответствует спектральной чувствительности волокна. Свет, выходя из монохроматора, делился в соотношении $\sim 1:1$ между двумя волокнами. Одно из этих волокон было подключено к тестируемому SiPM, а другое к эталонному ФЭУ (Hamamatsu PMT R580-17) с пиком спектральной чувствительности в зеленом диапазоне. Точность спектральной калибровки ФЭУ $\sim 10\%$. Результаты проведенных тестов представлены на Рис. 66.

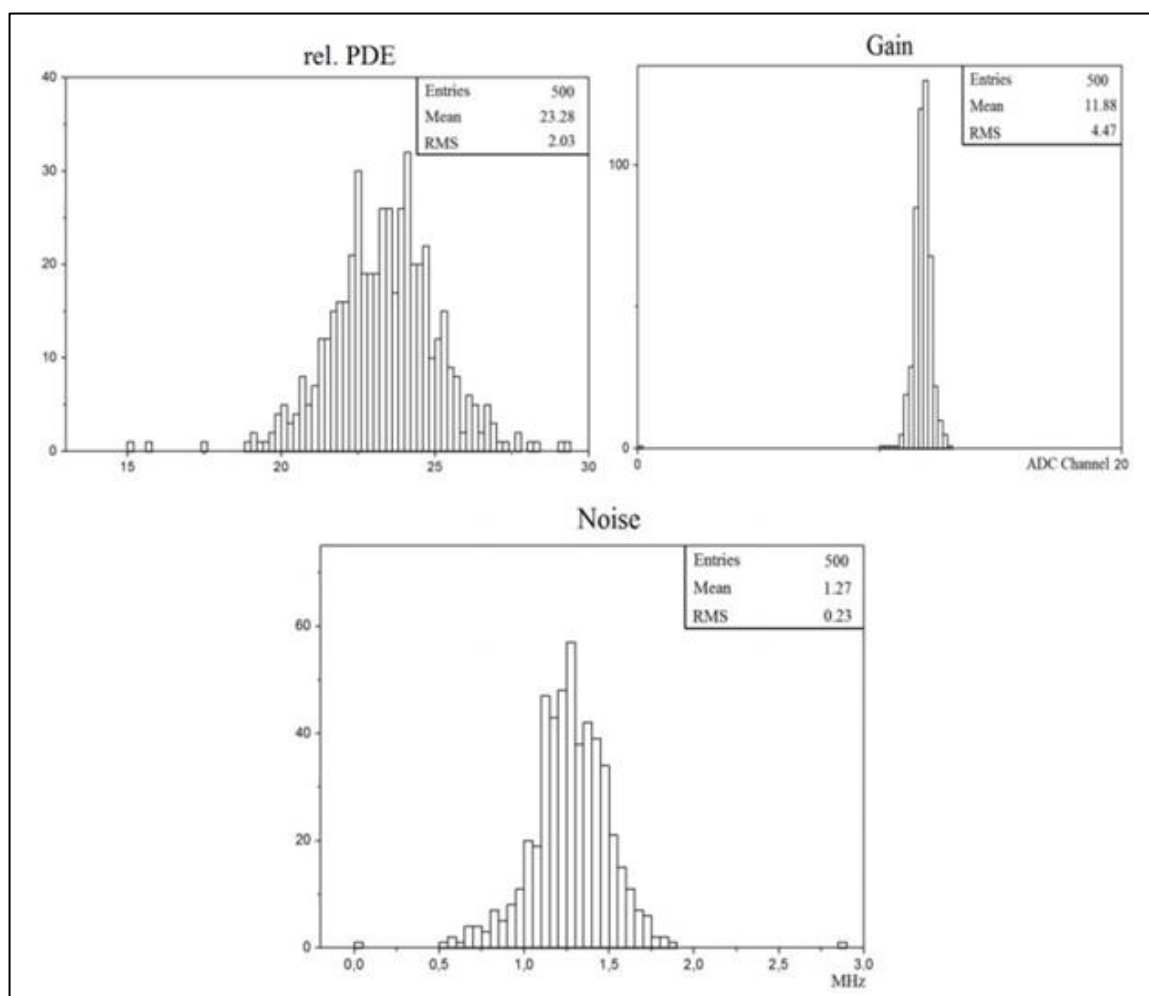


Рис. 66 Гистограммы относительного PDE (*rel. PDE*), усиления (*Gain*) и шума (*Noise*) для SiPM *MicroFC-30035-SMT*.

В результате тестов не было найдено ни одного бракованного фотосенсора. За исключением двух образцов распределение параметров находится в разумных пределах. Также в рамках данных тестов было обнаружено, что абсолютное значение PDE для света с длиной волны в 520 нм при перенапряжении на фотосенсоре в 4.5 В составило 20%, что заметно ниже, чем указано в спецификациях производителем [92].

4. Старение фотосенсоров

Спустя два года использования фотосенсоров SensL SiPM MicroFC-30035-SMT в детекторе NewCHOD было обнаружено увеличение их темнового тока. Если в мае 2017 года темновой ток отдельных фотосенсоров достигал ~370 нА, то в марте 2018 года он уже находился на уровне 700 нА, а к концу мая 2018 года достиг 900 нА. В качестве причин рассматривались температурные флуктуации, попадание света на фотосенсоры из внешних источников и радиационное повреждение фотосенсоров. Изменение температуры в процессе наблюдений за темновым током SiPM-ов было незначительным и не могло привести к такому эффекту. Гипотеза о попадании света из вне была отвергнута путем засветки отдельных элементов детектора, при которой не наблюдалось увеличение темнового тока фотосенсоров. Несмотря на то, что для увеличения темнового тока в таком масштабе необходимо бы было, чтобы каждый из фотосенсоров был облучен потоком из 10^{11} нейтронов/см², что значительно превышает уровень радиационной загрузки фотосенсоров в эксперименте NA62, радиационное повреждение SiPM-ов было выбрано главной причиной увеличения темнового тока. Решением проблемы стало уменьшение напряжения на фотосенсорах с 29 В до 27.5 В, что привело к снижению темнового тока до уровня в 400 нА. При данном понижении напряжения PDE SiPM-ов уменьшается незначительно (на 1–2%), а уменьшение порога дискриминатора с 7 ф.э. до 4–5 ф.э. позволило сохранить характеристики детектора постоянными в течении всего набора статистики эксперимента. Однако, данная мера накладывает требование к контролю темнового тока фотосенсоров.

5. Основные параметры детектора NewCHOD

Детектор NewCHOD был установлен на пучке ускорителя SPS и включен в триггерную систему эксперимента NA62 в 2016 году во время сеанса по набору статистики. После его установки был осуществлен экспресс-мониторинг основных параметров детектора: загрузка отдельных элементов детектора и их временное разрешение.

Загрузки отдельных элементов детектора при номинальной интенсивности пучка представлены на Рис. 67. Как видно из полученных данных, загрузка отдельных элементов не превышает 1 МГц. Также из распределения загрузок было обнаружено, что пучок был немного смещен вправо относительно своей оси. Это не оказывает влияния при физическом анализе данных, однако должно быть исправлено во время большой остановки в CERN к 2021 году.

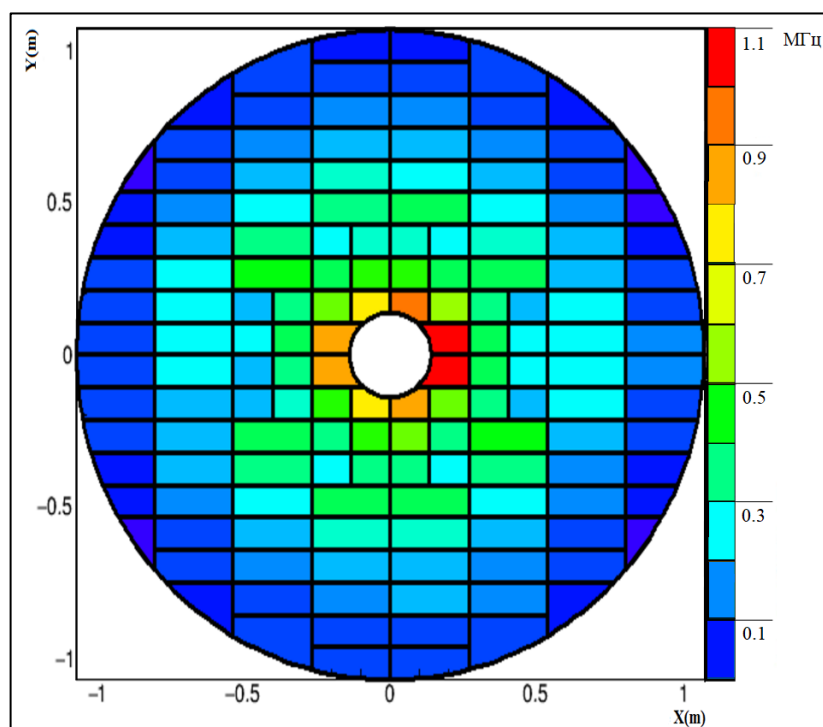


Рис. 67 Загрузка отдельных элементов детектора NewCHOD, при номинальной интенсивности пучка.

Среднее временное разрешение отдельных элементов детектора NewCHOD составило (1.1 ± 0.1) нс, что практически в три раза лучше, чем временное разрешение CHOD до временных коррекций, и полностью удовлетворяет

требованиям эксперимента. В процессе исследования временных характеристик была обнаружена группа сегментов, в которой сегменты имеют временное разрешение в среднем на ~ 0.2 нс выше, чем остальные. Это было вызвано тем, что сегменты из этой группы были подключены к одной бракованной электронной плате (Рис. 68.), которая была заменена перед сеансом 2017 года.

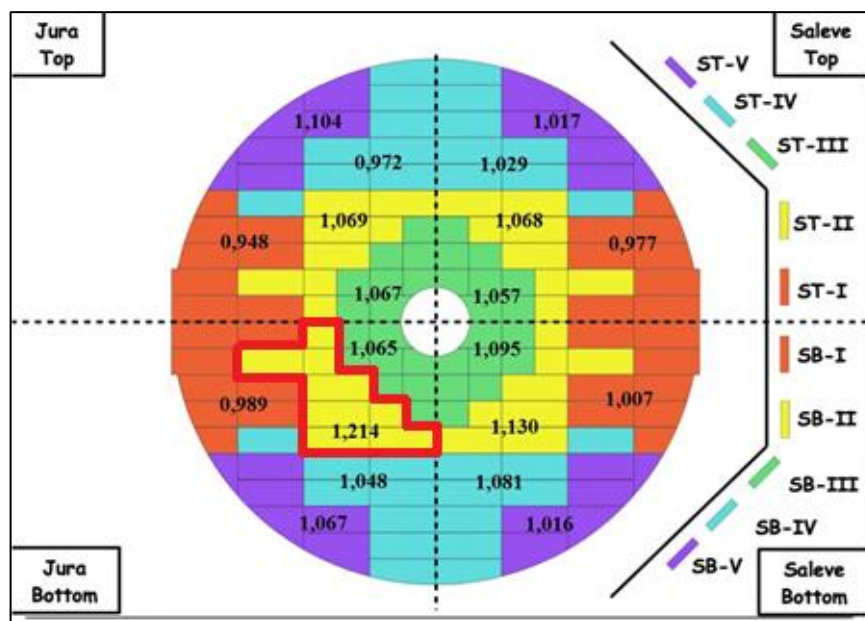


Рис. 68 Среднее временное разрешение в нс отдельных сегментов детектора NewCHOD, подключенных к разным электронным платам. Сегменты подключенные к бракованной электронной плате выделены красным.

6. Работа детектора во время сеансов по набору статистики

Детектор NewCHOD был включен в триггерную систему эксперимента NA62 во время сеансов по набору данных для физического анализа в 2016, 2017 и 2018 годах. Детектор вырабатывал сигнал, основанный на количестве заряженных частиц в нулевой уровень триггерной системы, которая понижает частоту входящих данных до 1 МГц. С 2018 года детектор так же использовался для мониторинга качества пучка, поступающего на экспериментальную установку NA62. Все это время детектор NewCHOD работал без значительных сбоев и остановок и готов к возобновлению набора статистики в 2021 году.

7. Выводы по Главе 6

Создание детектора NewCHOD было обусловлено высокой загрузкой двухслойного детектора CHOD, при которой сложно было коррелировать события между слоями. И его относительно высоким временным разрешением до осуществления корреляций по времени. Однослойная сегментированная сцинтилляционная структура детектора NewCHOD позволила избавиться от этих проблем.

В процессе создания детектора NewCHOD были исследованы характеристики и осуществлено тестирование всех применяемых в нем микропиксельных фотодетекторов SensL SiPM.

Детектор был полностью собран, установлен в экспериментальном холле и включен в триггерную систему эксперимента NA62 летом 2016 года. После этого были определены его основные параметры: загрузка отдельных элементов не превышает 1 МГц, а среднее временное разрешение ~ 1.1 нс.

Сигнал с детектора NewCHOD использовался в нулевом уровне триггерной системы эксперимента NA62 во время сеансов по набору статистики в 2016, 2017 и 2018 годах. С 2018 года детектор также используется для мониторинга качества пучка, поступающего на эксперимент. Все это время детектор работал стабильно без значительных сбоев и поломок.

Заключение

Диссертация посвящена разработке и созданию нового высокосегментированного детектора SuperFGD для нейтринного ускорительного эксперимента T2K и годоскопа заряженных частиц NewCHOD для эксперимента NA62 по поиску ультра редких распадов положительных каонов.

Ниже представлены результаты и соответствующие выводы данной диссертации в рамках работ, посвященных эксперименту T2K:

- Был разработан новый сцинтилляционный высокосегментированный ближний детектор нейтрино SuperFGD для эксперимента T2K. Данные работы входят в программу модернизации ближнего нейтринного детектора ND280. Детектор SuperFGD состоит из $\sim 2 \times 10^6$ сцинтилляционных кубиков с размером грани в 1 см. Каждый из этих кубиков покрыт отражателем и имеет три ортогональных отверстия диаметром 1.5 мм для снятия сигнала с помощью спектросмещающего оптического волокна. Создание детектора SuperFGD позволит не только осуществлять регистрацию вторичных частиц от нейтринных взаимодействий во всех направлениях внутри детектора, но и поможет подавить фон от нейтронов и γ -квантов, что необходимо для уменьшения систематических ошибок осцилляционных измерений с текущего уровня в 6–7 % до 3–4 %. Это требуется для достижения планируемой чувствительности к CP-нарушению в экспериментах T2K и Hyper-Kamiokande.
- Был разработан метод сборки сотен тысяч сцинтилляционных кубиков в трехмерную структуру. Он основан на использовании калиброванной лески диаметром 1.3 мм. Преимущество применения данного метода заключается в том, что полученная структура детектора достаточно подвижна, что позволяет нивелировать небольшие различия в геометрии кубиков. Обоснованность данного метода сборки была протестирована на нескольких полноразмерных

прототипах. Этот способ сборки также может быть использован при создании других детекторов со схожей геометрией и характеристиками, например для детектора 3DST эксперимента DUNE.

- На пучке заряженных частиц ускорителя Proton Synchrotron (PS) в CERN были осуществлены тесты двух прототипов нового детектора SuperFGD, состоящих из 125 и 9216 сцинтилляционных кубиков. В результате тестов были получены основные параметры прототипов: среднее значение световыхода 1.у. с одного кубика на одно волокно составило ~ 40 ф.э./MIP, а с одного кубика на два волокна ~ 80 ф.э./MIP. Временное разрешение для одного волокна составило 0.95 нс, а для двух волокон 0.65–0.71 нс. Оптический crosstalk через одну сторону кубика составил $\sim 3\%$. Также в рамках данных измерений было произведено тестирование считывающей электроники, проверена возможность восстановления треков и идентификации типов частиц, проходящих через прототип детектора.
- Были проведены регулярные тесты и контроль сцинтилляционных параметров и геометрических размеров кубиков детектора SuperFGD. Средний световыход при измерениях с космическими мюонами составил ~ 37 ф.э./MIP, не было обнаружено ни одного бракованного кубика с низким световыходом (менее 30 ф.э./MIP). Достигнутая точность геометрических размеров кубиков (точность размеров граней ~ 30 мкм, точность позиционирования отверстий ~ 50 мкм) удовлетворяет требованиям для полной сборки детектора SuperFGD со спектросмещающими оптическими волокнами диаметром 1 мм.
- Было проведено исследование ослабления сигнала в спектросмещающем волокне Kuraray Y11 с использованием ультрафиолетового диода, а также с космическими мюонами. Один из торцов тестируемых волокон просматривался фотосенсором, а другой был обработан одним из следующих способов: отполирован; отполирован и покрыт светоотражающей краской; отполирован и покрыт черной краской. Исследовались волокна длиной 2 м и 60 см, что соответствует длинам волокон в детекторе SuperFGD. В результате для каждого

из образцов были получены две длины ослабления сигнала. Первая длина затухания сигнала для волокон, конец которых был просто отполирован, составила 20.7 ± 0.8 см для волокон длиной 60 см; 7.6 ± 1.0 см для волокон длиной 2 м. А вторая длина затухания составила 172 ± 5 см для волокон длиной 60 см; 304 ± 7 см для волокон длиной 2 м.

- Была осуществлена сборка 56 плоскостей детектора SuperFGD на лесках диаметром 1.3 мм. Каждая плоскость состоит из 192×184 кубиков, прошедших геометрические тесты. В результате геометрических тестов было отобрано 95% хороших кубиков для сборки детектора SuperFGD от общего количества кубиков, которые были произведены.

Далее представлены результаты и соответствующие выводы данной диссертации в рамках работ, посвященных эксперименту NA62:

- Было осуществлено моделирование прохождения гало каонного пучка вдоль линии эксперимента NA62. В результате моделирования было показано, что основным источником гало являются мюоны, образованные, в основном, из распадов каонов и пионов, а также из неупругих взаимодействий пучка первичных протонов с материалом мишени. Для каждого из этих источников были получены загрузки мюонами гало отдельных элементов экспериментальной установки, а также координатные распределения интенсивности на участке от мишени до конца экспериментальной установки. Более подробно рассмотрено координатное распределение интенсивности мюонного гало в зоне перед распадным объемом. В этой точке планируется установка нового вето детектора ANTI-0, предназначенного для регистрации мюонного гало. Было показано, что общая загрузка детектора мюонами гало составляет ~ 24 МГц.
- В процессе создания детектора NewCHOD было осуществлено исследование характеристик, используемых в нем микропиксельных фотодетекторов SensL SiPM MicroFC-30035-SMT с размером активной области 3×3 мм², для которых были получены основные параметры: crosstalk, темновой ток и эффективность

регистрации фотонов. В результате тестов было исследовано 500 SensL SiPM. Не было найдено ни одного бракованного фотосенсора, но было обнаружено, что абсолютное значение PDE для света с длиной волны в 520 нм при перенапряжении на фотосенсоре в 4.5 В составило 20%, что заметно ниже, чем указано в спецификациях производителем, но тем не менее соответствует требованиям к параметрам детектора.

- После установки в экспериментальном зале и включения детектора NewCHOD в триггерную систему эксперимента NA62, было произведено изучение и осуществлен контроль за стабильностью его основных параметров. Были определены загрузки и временное разрешение всех отдельных элементов детектора. Загрузка отдельных элементов не превышала 1 МГц, а среднее временное разрешение сегментов составило ~ 1.1 нс. Детектор NewCHOD использовался в нулевом уровне триггерной системы эксперимента NA62, обеспечивающем снижение частоты входящих данных до 1 МГц и для осуществления контроля качества пучка.

Благодарности

В заключение автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н., профессору Куденко Юрию Григорьевичу за постановку интересной и важной научной задачи, постоянный интерес к работе, непрерывную поддержку, продуктивные обсуждения и ценные советы.

Также автор выражает искренние благодарности: М.М. Хабибуллину, О.В. Минееву, Н.В. Ершову и А.Н. Хотянцеву за совместную работу по разработке и созданию существующих и будущих детекторов заряженных частиц. Etam Noah за совместную работу, советы и помощь при проведении тестов на пучке заряженных частиц прототипов детектора SuperFGD. В.Ф. Образцову, Italo Mannelli и С.А. Холоденко за плодотворные обсуждения при определении основных параметров детектора NewCHOD и моделировании мюонного гало пучка в эксперименте

NA62. Niels Doble за консультации, ценные замечания и помощь в проведении моделирования распространения мюонного гало пучка в эксперименте NA62.

Помимо этого, автор хотел бы выразить сердечную благодарность своим родителям А.М. Федотову, С.С. Федотовой и жене С.В. Валуевой за постоянную поддержку, понимание и терпение на всех этапах работы над диссертацией.

В диссертацию вошли результаты работ, поддержанных грантом под руководством С.А. Федотова:

- РФФИ 18-32-00245 мол_а «Разработка и создание детекторов заряженных частиц для исследования распадов каонов на лету»

В диссертацию вошли результаты работ, поддержанных грантами, в которых С.А. Федотов выступал в роли исполнителя:

- РФФИ 20-52-50010 ЯФ_а «Разработка нейтринных детекторов для экспериментов T2K и ГиперКамиоканде»
- РФФИ 20-32-70196 Стабильность «Изучение взаимодействий нейтрино на базе ускорительного эксперимента T2K (Токай-то-Камиока) для дальнейшего снижения систематических ошибок и повышение точности измерения нейтринных осцилляций»
- РФФИ 19-72-10096 «Поиск новой физики в каонных экспериментах»

В диссертацию вошли результаты работ, поддержанных Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта «Наука», грант «Нейтрино и астрофизика частиц», номер 075-15-2020-778.

Список сокращений и условных обозначений

3D – 3-dimensional (3 измерения)

3DST – 3D projection scintillator tracker (сцинтилляционный трекер с 3D проекцией)

ASIC – Application-Specific Integrated Circuit (интегральная схема специального назначения)

AGS – Alternating Gradient Synchrotron (протонный синхротрон в Брукхейвенской национальной лаборатории)

ANTI-0 – Charge anti-counter (анти-счетчик заряженных частиц)

Baby MIND – Magnetized Iron Neutrino Detector (детектор нейтрино с намагниченным железом)

BNL – Brookhaven National Laboratory (Брукхейвенская национальная лаборатория)

CERN – Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire (европейский совет по ядерным исследованиям)

CHANTI – Charged ANTI (сцинтилляционный вето-детектор заряженных частиц)

CHOD - Charged Particle Hodoscope (ходоскоп заряженных частиц)

CITIROC – Cherenkov Imaging Telescope Integrated Read Out Chip (встроенный считывающий чип черенковского телескопа)

Crosstalk – эффект при котором сигнал в одном из каналов создает нежелательный эффект в другом

Daya Bay – Дайя Бэй (от названия залива к Китаю)

Double Chooz – реакторный нейтринный эксперимент, названный в честь коммуны на севере Франции

DUNE – Deep Underground Neutrino Experiment (глубокий подземный нейтринный эксперимент)

ECAL - Electromagnetic Calorimeter (электромагнитный калориметр)

FCNC - Flavour Changing Neutral Currents (нейтральные токи с изменением ароматов)

FEB - Front End Board (плата под архитектурой front-end)

FGD - Fine Grained Detector (высокосегментированный детектор)

EGADS – Evaluating Gadolinium’s Action on Detector System (оценка действия гадолиния на системы детектора)

FPGA – Field Programmable Gate Array (программируемая вентильная матрица)

FSH – Fast Shaper (быстрый формирователь)

GALLEX – GALLium EXperiment (галлиевый эксперимент)

GIM - Glashow–Iliopoulos–Maiani (Глэшоу-Илиопулос-Майани)

GTK – Gigatracker (гигатрекер)

HA-TPC – High Angle Time Projector Chamber (время-проекционная камера, для регистрации частиц под большими углами)

HG – High Gain (высокое усиление)

HK - Hyper-Kamiokande (Гипер-Камиоканде)

INGRID – Interactive Neutrino GRID (Интерактивная нейтринная сетка из ячеек)

IRC – Intermediate Ring Calorimeter (промежуточный кольцевой калориметр)

J-PARC – Japan Proton Accelerator Research Complex (Японский исследовательский комплекс протонного ускорителя)

K2K – KEK-to-Kamioka (из KEK в Камиоку)

Kam-LAND – Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector (жидкий сцинтилляционный детектор антинейтрино в Камиоке)

Kamiokande – Kamioka Nucleon Decay Experiment (Камиоканде, эксперимент по поиску распада нуклона в Камиоке)

KEK – Kō Enerugi Kasokuki Kenkyū Kikō (организация по изучению высокоэнергетических ускорителей)

KOTO – эксперимент по изучению распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

KTAG – детектор для идентификации каонов (*K*-tag)

L0 – аппаратный триггер в эксперименте NA62 (снижает частоту входящих данных до 1 МГц)

L1 – триггер высокого уровня в эксперименте NA62 (снижает частоту входящих данных до 100 КГц)

L2 – триггер высокого уровня в эксперименте NA62 (снижает частоту входящих данных до 10 КГц)

LAV – Large Angle Veto (система вето-детекторов для фотонов, вылетающих под большими углами)

LG – Low Gain (низкое усиление)

LKr – Liquid Krypton (жидкокриптонный калориметр)

LS2 – Long Shutdown 2 (остановка ускорительного комплекса в CERN с 2019 по 2021 год)

LS3 – Long Shutdown 3 (остановка ускорительного комплекса в CERN с 2024 по 2026 год)

l.y. – light yield (световыход)

MINOS – Main injector neutrino oscillation search (поиск нейтринных осцилляций от Главного Инжектора)

MIP – minimum ionizing particle (минимально ионизирующая частица)

MPPC – Multi-Pixel Photon Counter (многопиксельный фотоумножитель)

MUV – Muon Veto system (мюонная вето-система)

NA62 – North Area 62 (северная область 62)

ND280 – Near detector 280 (ближний детектор 280)

NewCHOD – New Charged Particle Hodoscope (новый годоскоп заряженных частиц)

NOvA – Neutrinos at the Main Injector Off-axis ν_e Appearance (поиск появившихся электронных нейтрино от Главного Инжектора, используя внеосевую технологию пучка)

POD – π^0 Detector (детектора нейтральных пионов)

PDE – photo detection efficiency (эффективность регистрации фотонов)

POPOP – 1.4-бис(трихлорметил)бензол

PS – Proton Synchrotron (протонный синхротрон)

PTP – паратерфенил

R&D – Research & Development (разработка и исследование)

RENO – Reactor experiment for Neutrino Oscillation (реакторный эксперимент по изучению нейтринных осцилляций)

RICH – Ring Imaging Cherenkov counter (черенковский детектор для разделения пионов и мюонов в эксперименте NA62)

Run 2 – цикл работы ускорителей в CERN с 2015 по 2018 год

Run 3 – цикл работы ускорителей в CERN с 2021 по 2023 год

SAC – Small Angle Calorimeter (калориметр, предназначенный для наложения вето на фотоны, вылетающие под малыми углами)

SAGE – Soviet-American Gallium Experiment (советско-американский галлиевый эксперимент)

SAV – Small Angle Veto (система вето-детекторов для фотонов, вылетающих под малыми углами)

SiPM – Silicon Photomultiplier (кремниевый фотоумножитель)

SK – Super-Kamiokande (Супер-Камиоканде)

SMRD – Side Muon Range Detector (детектор мюонного пробега)

SNO – Sudbury Neutrino Observation (нейтринная обсерватория в Садбери)

SPS – Super Proton Synchrotron (протонный суперсинхротрон)

SSH – Slow Shaper (медленный формирователь)

Straw – спектрометр в эксперименте NA62

SuperFGD – Super Fine-Grained Detector (сверх высокосегментированный детектор)

T2HK – Tokai to Hyper-Kamiokande (из Токая в Гипер-Камиоканде)

T2K – Tokai to Kamioka (из Токая в Камиоку)

ToT – Time-over-Threshold (время над уровнем порога)

TPC – Time Projection Chamber (время-проекционная камера)

V_{СКМ} – Матрица кваркового смешивания Кабиббо – Кобаяси – Маскавы

WAGASCI – Water grid and scintillator detector (сцинтилляционный детектор с водной сеткой из ячеек)

WLS – Wavelength Shifting (спектрсмещающий)

АЦП – аналого-цифровой преобразователь

ИЯИ РАН – Институт ядерных исследований Российской академии наук

КХД – квантовая хромодинамика

МК моделирование – моделирование методом Монте-Карло

Тайвек – торговое название нетканого материала (Tyvek)

ф.э. – фотоэлектрон

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

Список литературы

1. A. Blondel,..., S. Fedotov,... et al. A fully active fine grained detector with three readout views // JINST 02 2018, no 13, P02006.
2. S. Fedotov, on behalf of the T2K ND280 Upgrade working group. New 3D fine-grained scintillation detector for the T2K experiment // JINST 07 (2020) no. 15, C07042.
3. K. Abe et al. (T2K Collaboration). The T2K experiment // Nucl. Instrum. Meth, No. 659, 2011. pp. 106-135.
4. V. Duk,..., S. Fedotov,... et al. Performance studies of the hodoscope prototype for the NA62 experiment // JINST 11 (2016), no. 06, P06001.
5. S. Fedotov, A. Kleymenova, A. Khotjantsev. New CHOD Detector for the NA62 experiment at CERN // Physics of Particles and Nuclei, Vol. 49, No. 1, 2018. pp. 26–29.
6. E.Cortino Gil,..., S. Fedotov,... et al. The Beam and detector of the NA62 experiment at CERN // JINST 12 (2017) no. 05, P05025.
7. Ю. Куденко. Нейтринный эксперимент T2K: первые результаты // УФН, No. 181, 2011. pp. 997-1004.
8. The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys.Lett. B, 716 2012. pp. 1-29.
9. The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. B, B 716 2012. pp. 30-61.
10. C. Giunti and Chung W. Kim. Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. New York: Oxford University press, 2007.
11. B. Pontecorvo. Mesonium and Antimesonium // JETP, No. 6, 1957. pp. 549-551.
12. B. Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge // JETP, No. 7, 1958. pp. 247-249.

13. Р. Дэвис мл. Полвека с солнечными нейтрино // УФН, Vol. 172, No. 4, 2004. pp. 408-417.
14. Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos // Phys. Rev. Lett., No. 81, 1998. pp. 1562-1567.
15. Eguchi K. et al. (KamLAND Collab.). First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance // Phys. Rev. Lett., 90 021802 (2003).
16. Aliu E. et al. (K2K Collab.). Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment // Phys. Rev. Lett., 94 081802 (2005).
17. K. Abe et al. (T2K Collaboration). Constraint on the matter-antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations // Nature, No. 580, 2020. pp. 339-344.
18. Ландсберг Л. Г. Редкие распады К-мезонов, Стандартная Модель и Новая Физика // Препринт ИФВЭ, 2000-27 2000.
19. Buras A.J. Lectures at 14 Lare Louise Winter Institute February 1999.
20. KOTO Collaboration. Study of the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay at the J-PARC KOTO experiment // Phys. Rev. Lett. 126, 121801 – Published 24 March 2021.
21. B. Bassalleck et al. (E949 Collaboration). Recent result on $K^+ \rightarrow \pi^+ \tilde{\nu} \bar{\nu}$ // Frascati Phys.Ser., No. 36, 2004. pp. 281-286.
22. Artamonov A. V. et al. (E949 Collab.). // Phys. Rev. D., 2009. V. 79. P. 092004.
23. Artamonov A. V. et al. (E949 Collab.). // Phys. Rev. Lett., 2008. V. 101. P. 191802.
24. Radoslav Marchevski. Evidence for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \tilde{\nu} \bar{\nu}$ from the NA62 experiment at CERN // ICHEP. Prague, Czech Republic. 28 July - 6 August.
25. E. Cortino Gil, ..., S. Fedotov, ... et al. An investigation of the very rare $K^+ \rightarrow \pi^+ \tilde{\nu} \bar{\nu}$ decay // JHEP, No. 042, Nov 2020.
26. E.Cortino Gil, ..., S. Fedotov, ... et al. Searches for lepton number violating K^+ decays // Physics Letters B, No. 797, October 2019. P. 134794.
27. E.Cortino Gil, ..., S. Fedotov, ... et al. Search for production of an invisible dark photon in π^0 decays // JHEP 05 (2019) 182.

28. E.Cortino Gil,..., S. Fedotov,... et al. Search for heavy neutral lepton production in K^+ decays to positrons // *Phys.Lett.B*, No. 807, August 2020. P. 135599.
29. E.Cortino Gil,..., S. Fedotov,... et al. Search for Heavy Neutrinos in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ Decays // *Physics Letters B*, 772 (2017) 712.
30. Fukuda S. et al. (Super-Kamiokande Collab.). The Super-Kamiokande detector // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., A* 501 (2003) 418-462.
31. Yu. Kudenko et al. (T2K Collaboration). The near neutrino detector for the T2K experiment // *Nucl.Instrum. Meth., A* 598 (2009) 289-295.
32. K. Abe et al. (T2K Collaboration). Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector // *Nucl. Instrum. Meth., A* 694 (2012) 211-223.
33. Y.Hayato, the T2K collaboration. T2K at J-PARC // *Nuclear Physics B*, No. 143, June 2005. pp. 269-276.
34. K. Abe et al. (T2K Collaboration). T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report // CERN-SPSC2019-001.
35. Yu. Kudenko, ..., S. Fedotov,... et al. Development of 3D high granular scintillator neutrino detector for T2K // poster at NEUTRINO-2018, 4–9 June 2018 — Heidelberg, Germany.
36. O. Mineev, ..., S. Fedotov,... et al. Beam test results of 3D fine-grained scintillator detector prototype for T2K ND280 neutrino active target // *Nucl. Instrum. Meth. A*, No. 923, 2019. pp. 134-138.
37. O. Mineev, ..., S. Fedotov,... et al. Parameters of fine-grained scintillator detector prototype with 3D WLS fiber readout for T2K ND280 neutrino active target // *Nucl. Instrum. Meth. A*, No. 936, 2019. pp. 136-138.
38. A. Blondel, ..., S. Fedotov,... et al. The SuperFGD Prototype charged particle beam test // *JINST*, No. 15, December 2020. P. 12003.
39. K. Abe, et al. Hyper-Kamiokande Design Report // e-Print 1805.04163 [physics.int-det].

40. L. Munteanu et al. New method for an improved anti-neutrino energy reconstruction with charged-current interactions in next-generation detectors // *Phys.Rev.D* 101 (2020) 9, 092003.
41. Guang Yang on behalf of the DUNE collaboration. The APS Division of Particles & Fields (DPF2019) // 3DST - S as a sub-system in DUNE ND. Boston, USA. 29 July - 2 August 2019.
42. T. D. Lee and C.-N. Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interaction // *Phys. Rev.*, No. 104, 1956. pp. 254-258.
43. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in β Decay // *Phys. Rev.*, No. 105, 1957. pp. 1413-1414.
44. G. Danby et al. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos // *Phys. Rev. Lett.*, No. 9, 1962. pp. 36-44.
45. С. Тинг. Открытие J-частицы (Личные впечатления) // *УФН*, No. 125, 1978. pp. 227-249.
46. C. Rubbia. Experimental Observation of the Intermediate Vector Bosons $W^+ W^-$ and Z^0 // *Rev. Mod. Phys.*, No. 57, 1985. pp. 699-722.
47. M. L. Perl et al. Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 35, 1975. pp. 1489-1492.
48. Намбу, Ёитиро. Кварки. Москва: МИР, 1984.
49. F. Abe et al. Observation of Top Quark Production in $P\bar{p}$ -P Collisions with the Collider Detector at Fermilab // *Physical Review Letters*, Vol. 74, No. 14, 1995. pp. 2626-2631.
50. S. Abachi et al. Search for High Mass Top Quark Production in $P\bar{p}$ -P Collisions at $s^{1/2} = 1.8$ TeV // *Physical Review Letters*, Vol. 74, No. 13, 1995. pp. 2422-2426.
51. В. Д. Кекелидзе, Д. Т. Мадигожин. О наблюдении прямого нарушения CP-симметрии в распадах нейтральных каонов // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, Vol. 38, No. 5, 2007. pp. 1163 - 1209.

52. Gribov, Pontecorvo. Look at Neutrino Oscillation in Space-Like Continuum // Phys. Lett. B, Vol. 28, No. 493, 1969. pp. 1432-1440.
53. Abdurashitov J.N. et al. (SAGE Collab.). Results from SAGE (The Russian-American gallium solar neutrino experiment) // Physics Letters B, Vol. 328, No. 1-2, 26 May 1994. pp. 234-248.
54. Anselmann P. et al. (GALLEX Collab.). Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso // Physics Letters B, Vol. 285, No. 4, 16 July 1992. pp. 376-389.
55. Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.). Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande's First 300 Days // Phys. Rev. Lett., 81 1158 (1998).
56. Ahmed S.N. et al. (SNO Collab.). Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity // Phys. Rev. Lett., 92 181301 (2004).
57. Daya Bay Collaboration. Recent Results from the Daya Bay Experiment // J.Phys.Conf.Ser., 888 (2017) 1, 012011.
58. The Double Chooz collaboration. Measurement of θ_{13} in Double Chooz using neutron captures on hydrogen with novel background rejection techniques // Journal of High Energy Physics, No. 163, 2016.
59. M. A. Acero et al. [NOvA Collaboration]. New constraints on oscillation parameters from ν_e appearance and ν_μ disappearance in the NOvA experiment // Phys. Rev. D 98, 032012 (2018).
60. MINOS Collaboration. The MINOS Experiment: Results and Prospects // Adv.High Energy Phys., 2013 (2013) 182537.
61. RENO Collaboration. Status of RENO experiment // AIP Conf.Proc. , 1382 (2011) 1, 138-140.
62. Ю. Куденко. Исследование нейтринных осцилляций в ускорительных экспериментах // УФН, No. 181, 2011. pp. 569-594.

63. Abe K. et al. (T2K Collab.). Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam // *Phys. Rev. Lett.*, 107 041801 (2011).
64. Wilking M. in The European Physical Society Conf. on High Energy Physics Stockholm, Sweden, 18 - 24 July 2013.
65. A.K. Ichikawa for the T2K collaboration. NuPhys2019: Prospects of Neutrino Physics London, UK. 16-18 December 2019.
66. Mark Vagins. in NuPhys2019 // Supernova Neutrinos in Gadolinium-loaded Super-Kamiokande. London, UK. 16-18 December 2019.
67. T2K ND280 FGD Collaboration. The T2K Fine-Grained Detectors // *Nucl.Instrum.Meth.A*, No. 696, 2012. pp. 1-31.
68. Kuraray Co. [Электронный ресурс] URL: <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>
69. T2K ND280 TPC collaboration. Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 637, No. 1, May 2011. pp. 25-46.
70. Sergey Suvorov on behalf of the ND280 upgrade team. International Workshop on Next generation Nucleon Decay and Neutrino Detectors (NNN2019) // The T2K ND280 upgrade project. Medellin, Colombia. 2019.
71. Hamamatsu Co. [Электронный ресурс] URL: http://hamamatsu.com.cn/UserFiles/DownFile/Product/s12571-025_etc_kapd1042e03.pdf
72. Baby MIND Collaboration. Baby MIND detector first physics run // Contribution to: NuPhys2019, e-Print: 2004.05245 [physics.ins-det].
73. T. Ovsianikova et. al. The new experiment WAGASCI for water to hydrocarbon neutrino cross section measurement using the J-PARC beam // *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 675 012030.
74. Tyvek - Dupont [Электронный ресурс] URL: <https://www.dupont.ru/brands/tyvek.html>

75. Глонтин Л.Н. и др. Измерение редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ на ускорителе SPS ЦЕРН (NA62) // Препринт ИФВЭ -2009.
76. A. J. Buras, D. Buttazzo, J. Girrbach-Noe and R. Knegjens. $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ in the Standard Model: Status and Perspectives // JHEP, 1511 (2015) 033.
77. J. K. Ahn et al. (E391a Collaboration). Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ // Phys. Rev. D, 74, 051105(R).
78. M. S. Atiya et al. (E787 Collaboration). Search for the decays $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ and $K^+ \rightarrow \pi^+ X^0$ // Phys. Rev. D, 48, R1(R) (1993).
79. J. K. Ahn et al. (KOTO Collaboration). Search $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ Decays at the J-PARC KOTO Experiment // PHYSICAL REVIEW LETTERS 122, 021802 (2019).
80. E. Goudzovski et al. Development of the kaon tagging system for the NA62 experiment at CERN // Nucl. Instrum. Methods, A801 (2015). pp. 86-94.
81. Gigatracker Working Group. The GIGATRACKER: Addendum to the NA62 proposal // Internal Note NA62-07-08, Nov 2007.
82. F. Ambrosino et al. CHANTI: a fast and efficient charged particle veto detector for the NA62 experiment at CERN // Journal of Instrumentation, No. 11, March 2016. P. 03029.
83. F. Ambrosino et al. Prepared for the Conference Record of the IEEE Nuclear Science Symposium // The Large-Angle Photon Veto System for the NA62 Experiment at CERN. Valencia, Spain. October 2011.
84. A. Ceccucci et al. 19th IEEE-NPSS Real Time Conference // The new readout system of the NA62 LKr Calorimeter. 26 - 30 May 2014, Nara, Japan.
85. A. Bizzeti. The NA62 RICH detector // Springer Proc.Phys., No. 212, 2018. pp. 279-282.
86. S. Kholodenko on behalf of the NA62 collaboration. NA62 Charged Particle Hodoscope. Design and performance in 2016 run // JINST, No. 12 C06042, June 2017.

87. E.Cortino Gil, ..., S. Fedotov,... et. al. First search for $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \tilde{\nu}$ using the decay-in-flight technique // Physics Letters B, No. 791, April 2019. pp. 155-166.
88. The NA62 Collaboration. Continuation of the physics programme of the NA62 experiment // SPSC-P-326-ADD-1.
89. S. Kholodenko, et. al. New veto hodoscope ANTI-0 for the NA62 experiment at CERN // Journal of Instrumentation, No. 15, July 2020. P. C07007.
90. A. Calcaterra, et. al. Proposal to study the design and technology of a veto detector (ANTI-0) upstream of the decay vessel of the NA62 experiment // CERN, November 20 2016.
91. S. Fedotov for NA62 collaboration. BNO-50 // The New CHOD detector for the NA62 experiment at CERN. Нальчик, Россия. 6-8 июня 2017.
92. C-Series datasheet [Электронный ресурс] // SensL Co.: [сайт]. URL: <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroCseries.pdf>
93. A. Kleimenova, ..., S. Fedotov,... et al. $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SensL SiPM characterization for the New CHOD detector of the NA62 experiment at CERN // PoS, PoS PhotoDet2015 (2016) 068.