

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

На правах рукописи

ГОРИН АЛЕКСАНДР СЕРГЕЕВИЧ

**ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА ТЁМНЫХ ФОТОНОВ В БЛИЖНЕМ
ДЕТЕКТОРЕ T2K**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., проф.

_____ Ю. Г. Куденко

Москва 2020

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА ТЁМНЫХ ФОТОНОВ В БЛИЖНЕМ
ДЕТЕКТОРЕ T2K**

Студент _____ А. С. Горин

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., проф. _____ Ю. Г. Куденко

Рецензент,
к.ф.-м.н., с.н.с. _____ М. М. Хабибуллин

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Реферат

Отчёт 46 страниц, 2 таблицы, 28 рисунков, 34 источника.

Ключевые слова

Тёмная материя, тёмные фотоны, эксперимент T2K.

Цель работы

Исследование возможности обнаружения тёмных фотонов во время-проекционных камерах ближнего детектора T2K, получение возможных ограничений на массу и константу смешивания тёмного фотона.

Использованные методы и инструментарий

1. Пакет программ анализа Highland2
2. Пакет ROOT

Полученные результаты

В рамках выбранной модели оценена возможность поиска двухлептонной сигнатуры в газе время-проекционных камер детектора ND280. Произведена оценка фонов, выработаны критерии отбора полезных событий. Получены оценки количества полезных событий на текущей статистике эксперимента.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1 Физика за рамками стандартной модели	7
1.1 Предпосылки	7
1.2 Обзор современных расширений	8
1.3 Тёмные фотоны	9
2 Возможности поиска тёмных фотонов	11
2.1 Образование и распад тёмных фотонов	11
2.2 Обзор экспериментов	13
2.3 Статистическая проверка гипотезы	14
3 Описание эксперимента T2K	17
3.1 Компоненты детектора	18
3.2 Распад тёмных фотонов в газе TPC	20
4 Оценка параметров сигнала	25
4.1 Фоны от нейтринных событий	25
4.2 Отбор событий	26
4.3 Моделирование фона в пакете Highland2	28
5 Моделирование сигнала	33
5.1 Генерация первичных частиц	33
5.2 Эффективность образования тёмных фотонов	34
5.3 Геометрический фактор	35
5.4 Оценка количества событий распада на текущей статистике	37
5.5 Поиск тёмных фотонов по рассеянию	39
Заключение	42
Перечень сокращений и обозначений	43
Список использованных источников	44

ВВЕДЕНИЕ

На данный момент существуют явные указания на то, что наблюдаемая физика не находит удовлетворительного объяснения в рамках стандартной модели. Самыми яркими примерами являются экспериментальные свидетельства о наличии тёмной материи и ненулевая масса нейтрино. В связи с этим предпринимаются попытки поиска физики за рамками стандартной модели. В этом заключается актуальность данной работы, её теоретическая и практическая значимость.

Рассмотренный в работе подход предполагает наличие дополнительной $U(1)$ -симметрии, ответственной за частицы нового типа, которые взаимодействуют с частицами стандартной модели посредством «портальных» членов в лагранжиане.

Рассмотренная модель отвечает так называемому тёмному фотону, который в общем случае массивен. Модель имеет два параметра — массу тёмного фотона $m_{\gamma'}$ и константу смешивания ε . Тёмные фотоны пока экспериментально не обнаружены. В работе [1] даётся актуальное состояние ограничений на параметры $m_{\gamma'}$ и ε , приведём его на рисунке 1.

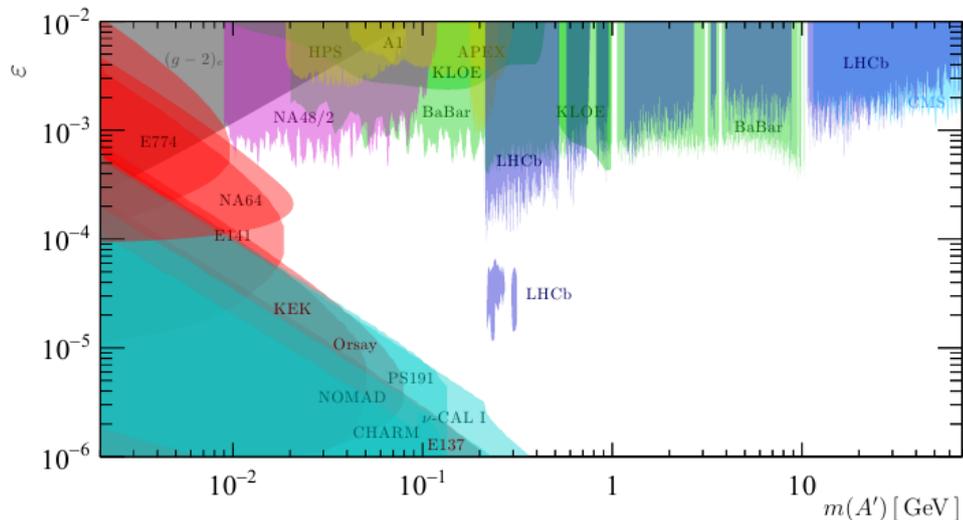


Рисунок 1 — Актуальные ограничения на параметры тёмного фотона [1]

Для поиска тёмных фотонов можно использовать различные эксперименты физики высоких энергий. В данной работе исследуется возможность поиска тёмных фотонов в ближнем детекторе эксперимента T2K [2]. Конструкция ближнего детектора позволяет осуществить поиск распадов тёмных фотонов на уровне

единичных событий эффективно подавляя шумы. Оценка уровней шумов и полезного сигнала и является предметом настоящей работы. Также интересно понять, можно ли используя данные T2K усилить существующие ограничения на параметры модели. Новизна работы заключается в том, что ранее данный вопрос в T2K не исследовался, но производился похожий поиск распадов гипотетических тяжёлых нейтрино, также в данный момент тёмные фотоны ищут в T2K по их рассеянию в ближнем детекторе.

В рамках данной работы исследовался распад тёмного фотона в два лептона — автором выполнена оценка фонов таких событий, а именно, в пакете Highland2 произведена выборка событий по сигнатуре сигнала, сформированы предложения по отбору событий; разыграны распады нейтральных пионов, родившихся в мишени, в тёмные фотоны, получены характеристики полезных событий в детекторе ND280, оценено количество распадов для разных значений массы и константы смешивания на текущей статистике эксперимента T2K.

В разделе 1 изложено краткое введение в проблематику, приведена исследуемая теоретическая модель.

В разделе 2 приведён краткий обзор современных экспериментов по поиску тёмных фотонов, описано производство тёмных фотонов в pN-столкновениях из нейтральных лептонов, описана статистическая проверка гипотезы.

В разделе 3 приводится описание эксперимента T2K, его ближнего детектора, его конструктивных особенностей, определяющих возможности регистрации тёмных фотонов.

В разделе 4 приводится описание работы с фоновыми событиями — рассматриваются начальные критерии отбора, характеристики событий.

В разделе 5 приводится описание восстановления сигнала в игрушечной модели для оценки характеристик полезных событий, приводится расчёт ожидаемого количества полезных событий для текущей статистики T2K в актуальном диапазоне параметров.

1 Физика за рамками стандартной модели

1.1 Предпосылки

Большое количество экспериментов направлено на проверку границ применимости стандартной модели. Необходимость в привлечении новой физики обусловлена существованием нерешённых проблем.

Проблема тёмной материи заключается в существовании невидимой массы, которая регистрируется косвенно, в частности по кривым вращения галактик, но до сих пор не была обнаружена напрямую. В данной работе мы как раз будем исследовать возможность обнаружения кандидата в тёмную материю. На данный момент никакие модификации общей теории относительности Эйнштейна не могут объяснить тёмную материю с тем чтобы не вступать в противоречие с наблюдаемыми данными, поэтому на данный момент является рабочей гипотеза о существовании скрытого сектора в физике частиц.

Также остаётся открытой проблема формирования единой теоретической модели для гравитации и других фундаментальных взаимодействий. В статье Дайсона [3] даётся описание проблемы исходя из взаимоотношений кинематических групп, заложенных в основание физических теорий. Другой проблемой, связанной с общей теорией относительности является наличие космологической постоянной, которая отвечает за большую часть энергии в метагалактике.

Обнаружение осцилляций нейтрино доказывает, что нейтрино имеют ненулевую массу, тем самым явно проявляя физику за рамками стандартной модели, поскольку согласно ей нейтрино строго безмассовы. Однако механизм образования этой массы на данный момент неясен. Массовое слагаемое нейтрино в лагранжиане может быть Майорановским, реализуя механизм “seesaw”, может быть Дираковским, их смесью [4], или реализовано совершенно по-другому.

Другой нерешённой проблемой является асимметрия между веществом и антивеществом. Наблюдения показывают, что атомы и молекулы, макроскопические объекты, состоящие из антивещества ведут себя совершенно аналогично обычным — спектры возбуждения, удельные вероятности распадов и другие характеристики не позволяют отличить в космосе скопления вещества от скоплений антивещества. Однако, при взаимодействии вещества и антивещества должно было бы наблюдаться характерное излучение, в особенности явно это можно

увидеть на спектре космических позитронов в области энергии 0.511 МэВ [5]. Мы этого не наблюдаем, видимое преобладание вещества над антивеществом пока не находит удовлетворительного объяснения. Перспективным направлением поиска в данном вопросе является измерение CP-нарушения в лептонном секторе. Также перспективным направлением в данном вопросе является исследование ранней вселенной — неравновесное количество вещества и антивещества может быть получено практически в любой модели бариосинтеза.

Также имеют место специфические проблемы в физике частиц — тонкая настройка параметров, иерархия масс, иерархия характерных масштабов нарушения симметрий.

На данный момент наблюдается очень интересная картина [6] — с одной стороны, стандартная модель, ровно как и космологическая Λ CDM модель эффективно описывают наблюдаемую Вселенную, всё более точные эксперименты не находят различий между теорией и экспериментом лишь усиливая ограничения на физику за рамками стандартной модели. С другой стороны, указанные выше проблемы требуют удовлетворительного разрешения которое предлагается многочисленными расширениями стандартной модели, ожидающими своей проверки в ещё более точных по сравнению с современными экспериментах. Однако данное ограничение постепенно ослабляется, развивается техника и методика проведения эксперимента.

1.2 Обзор современных расширений

Рассмотрим такие расширения стандартной модели, которые связаны с дополнением Лагранжиана стандартной модели. Можно осуществлять поиск как экспериментальных проявлений конкретных новых членов Лагранжиана, так и дополнительных симметрий.

Первый случай оправдан, так как Лагранжиан стандартной модели по сути является асимптотическим разложением по степеням операторов полей.

При привлечении новых симметрий можно рассматривать расширения, соответствующие тёмному сектору — ненаблюдаемым в обычных экспериментах аналогах симметрий стандартной модели, к этой категории относятся зеркальный мир, тёмные фотоны и другие расширения.

Можно также вводить в стандартную модель кардинально новые симметрии,

как в случае суперсимметрии когда устанавливается симметрия между фермионами и бозонами.

1.3 Тёмные фотоны

Рассмотрим следующее расширение стандартной модели для описания скрытой массы. Предположим что частицы скрытой массы — синглеты относительно $U(1)_Y \times SU(2)_I \times SU(3)_C$. Зададим модель для тёмного сектора и обеспечим взаимодействие двух частей новой теории через порталные операторы [7]:

$$\mathcal{L} \supset \frac{c_{ij} \mathcal{O}_{SM}^i \mathcal{O}_{DM}^j}{\lambda_{ij}}, \quad (1)$$

где c — безразмерная константа, λ — размерный масштаб, а \mathcal{O}_{SM}^i — синглетные комбинации полей стандартной модели.

Тогда можно ввести дополнительную $U(1)'$ -симметрию и рассмотреть лагранжиан вида

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} - \frac{1}{4} F'^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} + \frac{\varepsilon}{2} F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2} A'_\mu A'^\mu. \quad (2)$$

Это – модель тёмного фотона с кинетическим смешиванием. Переопределение фотона устраняет соответствующий член лагранжиана, но порождает взаимодействие тёмного фотона с электромагнитным током $\varepsilon e A'_\mu J_{QED}^\mu$.

Действительно, рассмотрим общий случай с двумя калибровочными $U(1)$ бозонами,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & -\frac{1}{4} F_{(1)\mu\nu} F_{(1)}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{(2)\mu\nu} F_{(2)}^{\mu\nu} - \frac{\varepsilon}{2} F_{(1)\mu\nu} F_{(2)}^{\mu\nu} + \\ & + \frac{m_{(1)}^2}{2} A_{(1)\mu} A_{(1)}^\mu + \frac{m_{(2)}^2}{2} A_{(2)\mu} A_{(2)}^\mu + m_{(1)} m_{(2)} A_{(1)\mu} A_{(2)}^\mu. \end{aligned} \quad (3)$$

Этот лагранжиан можно диагонализировать с помощью преобразования

$$\begin{pmatrix} A_{(1)}^\mu \\ A_{(2)}^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} & 0 \\ -\frac{\varepsilon}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix}, \quad (4)$$

причём угол смешивания для массивных бозонов будет фиксирован и даётся выражением

$$\sin \theta = \frac{\delta \sqrt{1-\varepsilon^2}}{\sqrt{1-2\delta\varepsilon+\delta^2}} \quad \cos \theta = \frac{1-\delta\varepsilon}{\sqrt{1-2\delta\varepsilon+\delta^2}}, \quad (5)$$

где $\delta = \frac{m_{(2)}}{m_{(1)}}$, а токи будут связаны с потенциалами соотношением

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{\sqrt{1 - 2\delta\varepsilon + \delta^2}} \left[\frac{e'(1 - \delta\varepsilon)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} J'_\mu + \frac{e(\delta - \varepsilon)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} J_\mu \right] A'^\mu + \frac{1}{\sqrt{1 - 2\delta\varepsilon + \delta^2}} [eJ_\mu - \delta e'J'_\mu] A^\mu. \quad (6)$$

В нашем случае, $m_{(2)} = 0$, $m_{(1)} = m_{\gamma'}$. Тогда $\delta = 0$, $\sin\theta = 0$, $\cos\theta = 1$, а взаимодействие с токами

$$\mathcal{L}'' = \left[\frac{e'}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} J'_\mu - \frac{e\varepsilon}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} J_\mu \right] A'^\mu + eJ_\mu A^\mu. \quad (7)$$

Таким образом, тёмный фотон взаимодействует с тёмным сектором, ровно как и с полями стандартной модели, в то время как обычный фотон не взаимодействует с тёмным сектором. Для малого параметра ε выражение в знаменателе (7) можно считать равным 1.

Также можно рассмотреть вопрос, смешивается ли группа $U(1)_{DM}$ тёмного фотона с группой $U(1)_{em}$ обычного фотона, или с группой $U(1)_Y$ гиперзаряда. Можно показать, что при масштабах энергии меньше энергии нарушения электрослабой симметрии оба подхода приводят к одной и той же наблюдаемой физике.

В экспериментах тёмные фотоны не обнаружены, но поставлены серьёзные ограничения на массу тёмного фотона и константу ε .

2 Возможности поиска тёмных фотонов

2.1 Образование и распад тёмных фотонов

Производство тёмных фотонов в распадах нейтральных мезонов описано в работе [14]. Для ширины распада нейтрального мезона \mathbf{m} в пару фотон-тёмный фотон имеем следующее соотношение:

$$Br(\mathbf{m} \rightarrow \gamma\gamma') = Br(\mathbf{m} \rightarrow \gamma\gamma) \times 2 \cdot \varepsilon^2 \left(1 - \frac{m_{\gamma'}^2}{m_{\mathbf{m}}^2}\right)^3. \quad (8)$$

Мы будем искать распады тёмных фотонов на мюоны и электроны. Отдельно приведём ширины распада тёмного фотона на лептоны и адроны. Для распада на лептоны имеем следующее соотношение:

$$\Gamma_{\gamma' \rightarrow l+l^-} = \frac{1}{3} \alpha \varepsilon^2 m_{\gamma'} \left(1 + \frac{2m_l^2}{m_{\gamma'}^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{m_{\gamma'}^2}}, \quad (9)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ — постоянная тонкой структуры, m_l — масса лептона. Это соотношение может быть получено из нашей модели стандартными средствами квантовой теории поля, например, используя [15].

Для распада на адроны, используем R — отношение для производства адронов:

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (10)$$

который приведён на рисунке 2, взятом из PDG [16].

Тогда для распада тёмного фотона на адрона имеем следующее выражение для парциальной ширины:

$$\Gamma_{\gamma' \rightarrow \text{hadrons}} = \Gamma_{\gamma' \rightarrow \mu^+\mu^-} \times R(s). \quad (11)$$

Соответственно, для рассмотренной нами модели, вероятность распада тёмного фотона на электроны, мюоны и адроны в зависимости от его массы приведена на рисунке 3 [17].

Поскольку тёмный фотон взаимодействует с электромагнитным током, все процессы стандартной модели в которых рождается фотон могут идти также и с участием тёмного фотона, относительная вероятность такого процесса будет составлять порядка ε^2 от вероятности образования фотона из-за коэффициента $e\varepsilon$ в

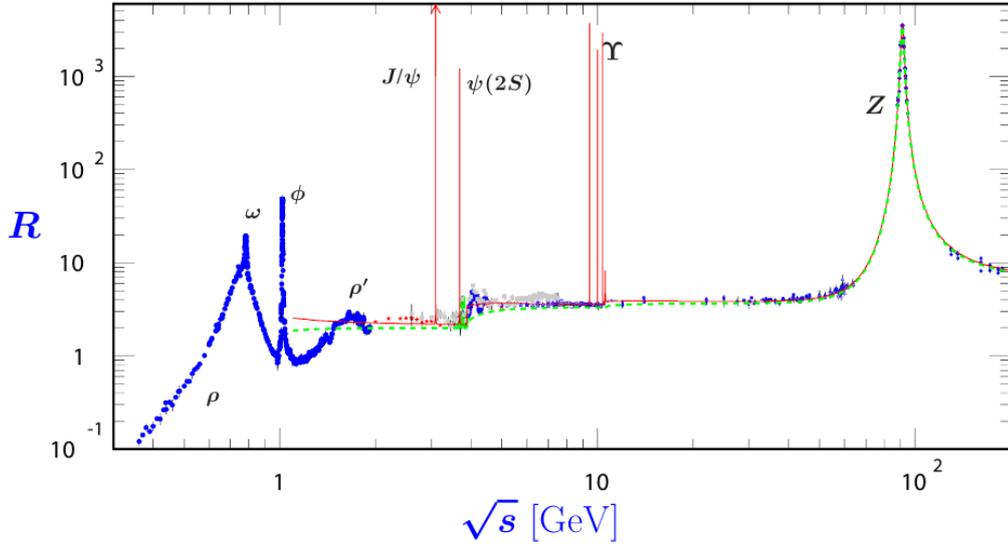


Рисунок 2 — R-отношение [16]

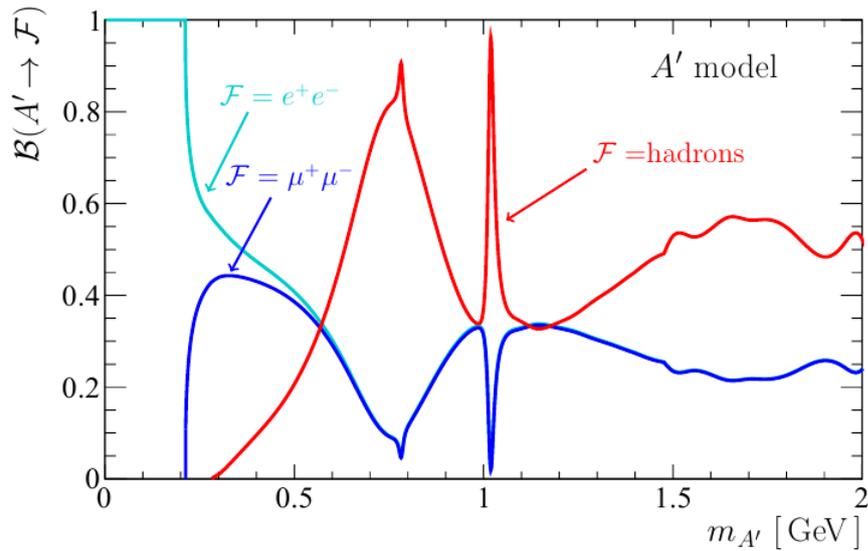


Рисунок 3 — Вероятность распада тёмного фотона на лептоны и адроны в зависимости от его массы [17]

вершине взаимодействия. Это относится к тормозному излучению, образованию фотонов в pN -реакциях и другим процессам.

Для примера рассмотрим образование тёмных фотонов в $pN \rightarrow pN\gamma'$ процессах, рассмотренное в работе [18]. Производство тёмного фотона рассчитывалось с помощью обобщённого метода Ферми-Вильямса-Вайцеккера для процесса

$$b + p \rightarrow \gamma' + p', \quad (12)$$

где b — бозон которым обменивается с мишенью налетающий протон. Рассчитанный поток тёмных фотонов на один РОТ для игрушечной модели в которой $\varepsilon = 1$ представлен на рисунке 4

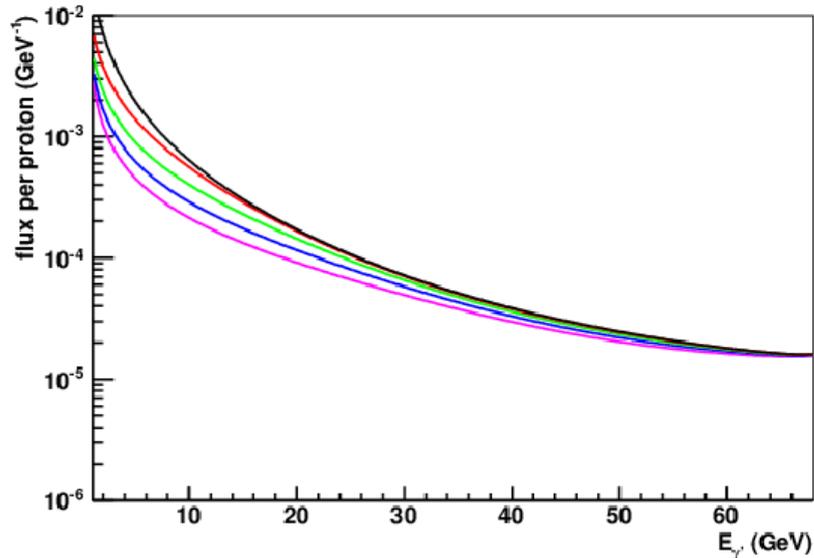


Рисунок 4 — Поток тёмных фотонов в pN реакции в расчёте на один протон [18]

2.2 Обзор экспериментов

Приведём актуальные на данный момент ограничения. Серьёзная работа по поиску тёмных фотонов идёт в данный момент в ЦЕРН. В работе [8] приводятся ограничения, полученные в эксперименте NA64 на ускорителе SPS. Поиск тёмных фотонов осуществлялся в сэндвич-детекторе, смещённом относительно оси пучка 150-ГэВных электронов, бьющих по неподвижной мишени. Полученные ограничения приведены на рисунке 5.

Эксперимент искал тёмные фотоны, соответствующие аномалии в эксперименте АТОМКИ [9] (красная линия). Также ограничения на параметры тёмного фотона были получены в эксперименте NA48 [10] (поиск тёмных фотонов в реакции $\pi^0 \rightarrow \gamma' e^+ e^-$) и эксперименте NA62 [11]. На рисунке 6 приведены ограничения на массу тёмного фотона и константу смешивания, полученные в этом эксперименте. Также стоит упомянуть работы [12, 13].

Также поиск тёмных фотонов ведётся непосредственно на ЛНС. На данный момент в эксперименте LHCb [1] получены ограничения для широкого диапазона допустимых масс и параметров смешивания (рисунок 7).

После апгрейда LHC, в третьем сеансе работы LHC, чувствительность эксперимента LHCb будет перекрывать значительную область значений, которая на данный момент неисследована (рисунок 8).

2.3 Статистическая проверка гипотезы

Считаем, что количество тёмных фотонов, попавших в ближний детектор и распавшихся там на лептонную пару, описывается распределением Пуассона. Распределение этого количества стационарно так как обрабатываются события в определённом количестве банчей. Также вероятностью наступления более одного полезного события при обработке одного банча можно пренебречь. Также, очевидно, в данном случае отсутствует последствие, соответственно распределение пуассоновское.

В этом случае можно рассмотреть две конкурирующие гипотезы — о наличии и отсутствии вклада в сигнал распадов тёмных фотонов. Для как можно большего охвата доступной области параметров, рассчитываем на как можно меньшее число событий, соответственно нельзя использовать центральную предельную теорему для перехода к распределению Гаусса.

Для сигнала и фона, получим оценку ожидаемого числа событий из Монте-

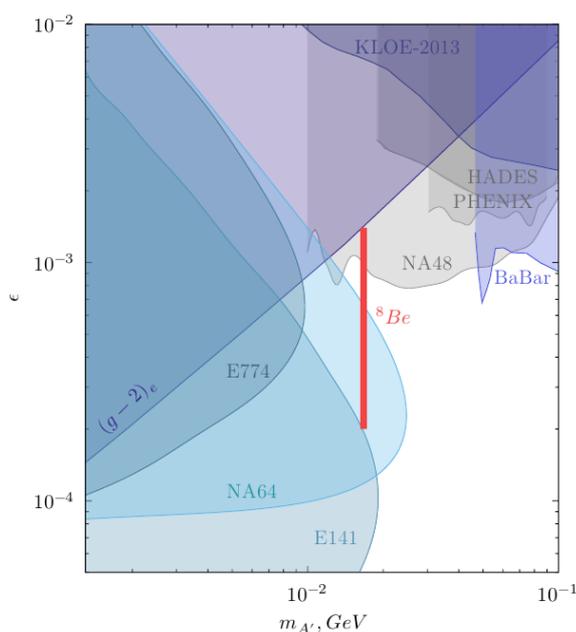


Рисунок 5 — Ограничения на параметры тёмного фотона, полученные в эксперименте NA64 [8]

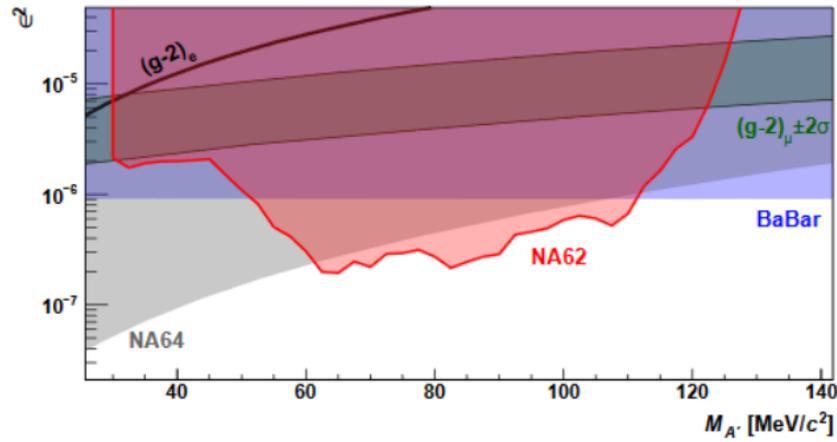


Рисунок 6 — Ограничения на массу тёмного фотона, полученные в эксперименте NA62 [11]

Карло моделирования на статистике T2K. Это число событий будет определять параметр пуассоновского распределения. Взяв экспериментальное число событий, можно получить две вероятности, p_c и p_f соответствующие вероятности пронаблюдать данное количество событий исходя из распределений сигнала и фона:

$$p_i = \frac{(\bar{x}_i)^k}{k!} e^{-\bar{x}_i}, \quad (13)$$

где \bar{x}_i — среднее фона или сигнала, а k — экспериментальное количество событий. Соответственно принимается та гипотеза, вероятность которой больше,

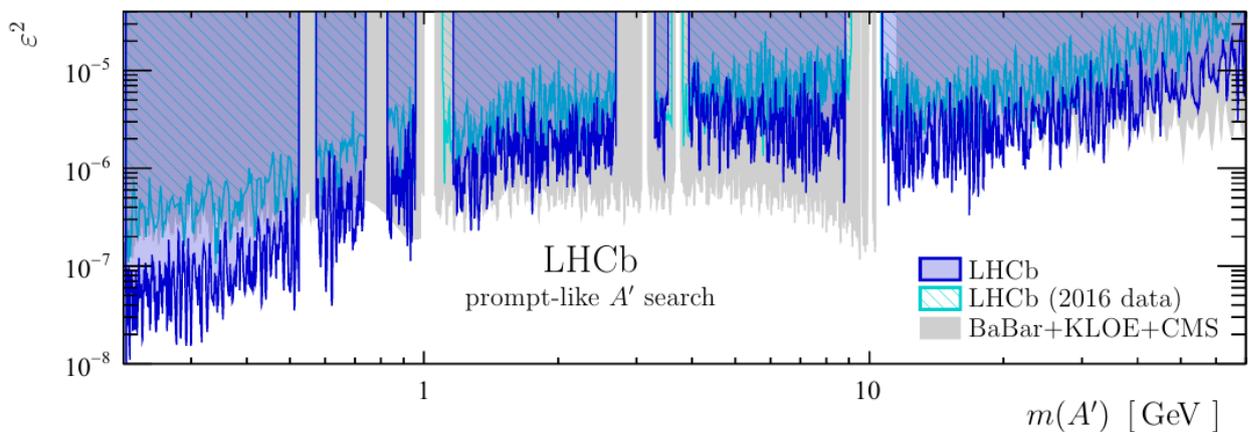


Рисунок 7 — Ограничения на параметры тёмного фотона, полученные в эксперименте LHCb [1]

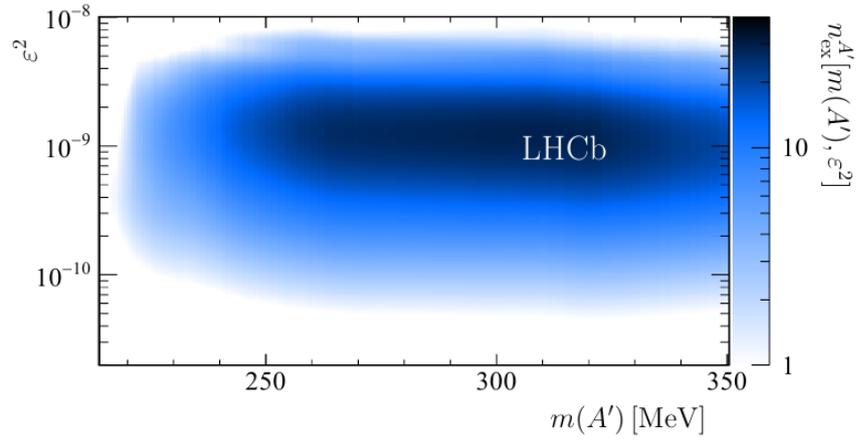


Рисунок 8 — Рассчётная чувствительность эксперимента LHCb к тёмным фотонам после апгрейда [1]

а вероятность ошибки можно посчитать по формуле

$$\alpha = 1 - \frac{\max(p_c, p_\phi)}{p_c + p_\phi}. \quad (14)$$

3 Описание эксперимента T2K

Эксперимент T2K (Tokai-to-Kamioka) — нейтринный эксперимент с длинной базой [2], созданный для изучения нейтринных осцилляций. Эксперимент регистрирует появление электронных нейтрино в пучке мюонных нейтрино и исчезновение мюонных нейтрино. Эксперимент может работать и в антинейтринной моде и соответственно измерять параметры осцилляций антинейтрино независимо от параметров нейтрино. Целями эксперимента являются точное измерение параметров осцилляций, определение δ -фазы CP нарушения, поиск стерильных нейтрино, измерение сечения взаимодействия нейтрино с ядрами. Также накопленная статистика позволяет оценивать достоверность прямой и инверсной иерархии масс нейтрино. В эксперименте получены значения сечений взаимодействия нейтрино с веществом, исчезновение мюонных нейтрино позволяет исследовать параметры осцилляций Δm_{32}^2 и $\sin^2(\theta_{23})$, а появление электронных нейтрино — параметры $\sin^2(\theta_{23})$, $\sin^2(\theta_{13})$ и δ_{CP} . Актуальные значения параметров: $\theta_{12} = 33.6^\circ \pm 0.8^\circ$, $\theta_{23} = 45.6^\circ \pm 2.3^\circ$ и $\theta_{13} = 8.3^\circ \pm 0.2^\circ$. Также на данный момент статистика чуть лучше согласуется с гипотезой о прямой иерархии масс. В статье [19] приводятся ограничения, полученные на значение δ_{CP} -фазы, для доверительного интервала в 1σ , $-1.89_{-0.58}^{+0.70}$ ($-1.38_{-0.54}^{+0.48}$) для прямой (инверсной) иерархии масс. Данный результат позволяет предполагать наличие CP нарушения в лептонном секторе.

Пучок нейтрино производится на комплексе J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) в городе Токай, Япония и регистрируется в детекторе Супер-Камиоканде (SK). Ось эксперимента смещена на 2.5° от оси пучка, что позволяет получить лучший энергетический профиль регистрируемых нейтрино. Схема эксперимента представлена на рисунке 9.

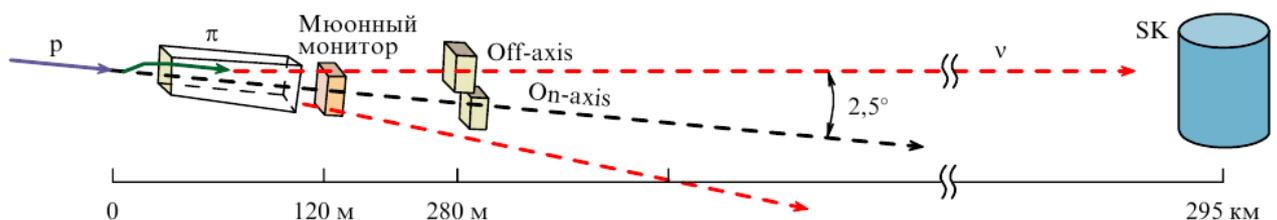


Рисунок 9 — Схема эксперимента T2K

3.1 Компоненты детектора

Для получения пучка нейтрино, протонный пучок с энергией протонов 30 ГэВ направляется на графитовую мишень, на мишени рождаются адроны — преимущественно пионы и каоны. Диаметр графитовой мишени 30 мм, длина — 900 мм что составляет около двух ядерных длин. Порядка 80% протонов, попадающих на мишень, испытывают ядерные взаимодействия.

Проектная мощность составляет 0.75 МВт — это соответствует $3.3 \cdot 10^{14}$ протонов на один импульс который длится 2 мкс и состоит из восьми сгустков протонов, каждый по времени можно аппроксимировать гауссовым распределением с дисперсией 19 нс, центры сгустков удалены друг от друга на 500 нс. Адроны отбираются по заряду и фокусируются тремя магнитами [20], затем распадаются в распадном объёме длиной 96 м. Распадный объём заполнен гелием для уменьшения количества нежелательных реакций. Дальний детектор расположен в обсерватории Камиока, которая удалена от J-PARC на расстояние 295 км. Набор ближних детекторов расположен в 280 м от мишени.

На рисунке 10 представлены энергетические спектры нейтрино на оси пучка, под углами 2° , 2.5° и 3° к оси пучка [21]. Отклонение позволяет получить узкий энергетический спектр и уменьшить долю высокоэнергетических нейтрино. Такая настройка позволяет настроить пучок нейтрино на первый осцилляционный максимум, а следовательно, в наибольшей мере реализовать эффект осцилляций в дальнем детекторе.

Дальний детектор Super Kamiokande представляет из себя водный черенковский детектор, содержащий порядка 50000 тонн очищенной воды. Детектор расположен в обсерватории Камиока — старой цинковой шахте, которая используется университетом Токио для низкофоновых экспериментов. Эффективная толщина породы составляет порядка 1 км. Детектор представляет из себя цилиндрический бак высотой 41.4 м и 40 м в диаметре. Детектор двухсекционный, в основном внутреннем объёме расположены ~ 11000 фотоумножителей, во внешнем вето-объёме расположены ~ 2000 фотоумножителей. По черенковским кольцам удаётся различать электроны и мюоны и восстанавливать их импульс — основное отличие заключается в том, что граница черенковских колец у электронов размыта из-за меньшей массы.

Ближний детектор INGRID [22] расположен на оси пучка и состоит из мас-

сива сэндвич-детекторов железо-сцинтиллятор, которые организованы в 14 (7+7) вертикальных и горизонтальных модулей в форме креста и двух дополнительных модулей. Каждый модуль имеет поперечные размеры $1.3 \times 1.3 \text{ м}^2$ и вес порядка 10 тонн, модуль окружён veto-детекторами. Детектор контролирует направление пучка нейтрино и его профиль [23]. Общий вес детектора порядка 170 тонн.

Ближний детектор ND280 (рисунок 11) состоит из магнита в который установлены несколько детекторов. Детектор нейтральных пионов P0D [24] содержит в передней и задней части электромагнитные калориметры, между ними расположены два модуля. Модули состоят из 26 трековых секций, чередующихся с полиэтиленовыми ёмкостями с водой. Также между водой и пластиком расположены медные пластины толщиной 2 мм, которые увеличивают эффективную радиационную длину. Масса детектора составляет 17 т, три тонны из которых приходятся на воду. Трековый детектор состоит из трёх время-проекционных камер (TPC) [25] между которыми помещены два высокосегментированных сцинтил-

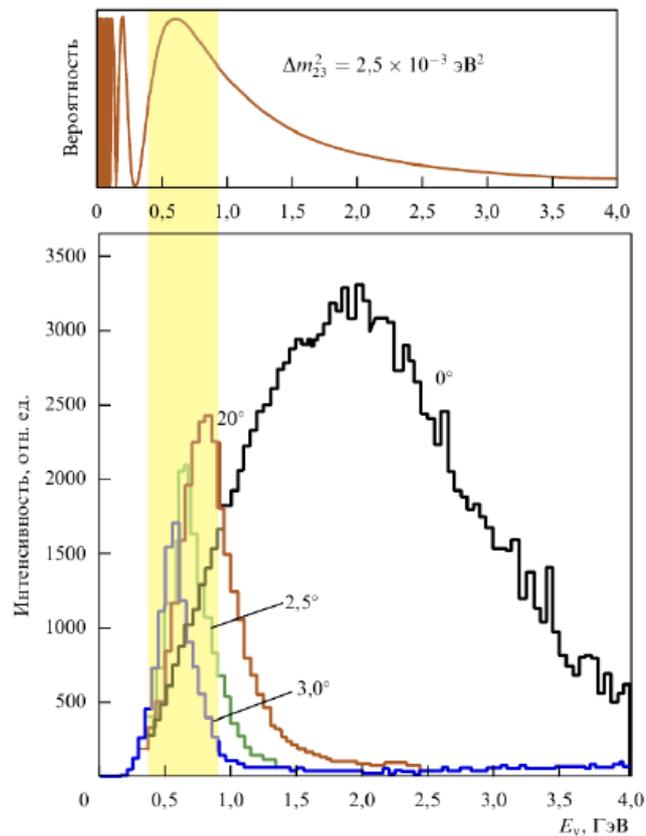


Рисунок 10 — Интенсивность потока нейтрино для различных положений детектора относительно мишени [21]

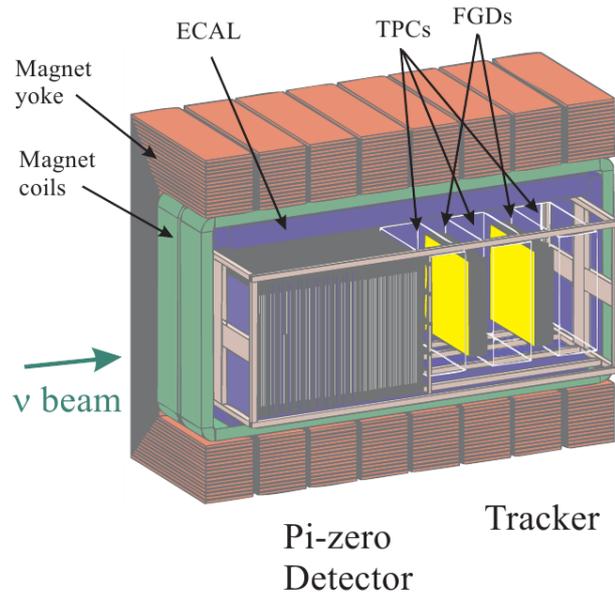


Рисунок 11 — Детектор ND280

ляционных детектора FGD [26], которые также имеют сэндвич-структуру и весят в сумме порядка 2 тонн. Электромагнитный калориметр ECAL [27] отвечает за регистрацию электромагнитных ливней от частиц, которые покидают детектор и состоит из слоёв свинца и сцинтиллятора общей массой 40 тонн. Детектор мюонного пробега (SMRD — Side Muon Range Detector) [28] состоит из 440 сцинтиллирующих пластин.

Детекторы помещены в магнитное поле 0.2 Тл, которое создаёт магнит, ранее применявшийся в экспериментах UA1 и NOMAD в ЦЕРН. Кроме TPC все детекторы выполнены из сцинтилляторов со смещаемыми волокнами.

3.2 Распад тёмных фотонов в газе TPC

Активный объём камер TPC составляет $180 \times 200 \times 70 \text{ см}^3$ (рисунок 12). В камерах используется смесь аргона, CF_4 и iC_4H_{10} в соотношении 95% к 3% к 2%.

Один TPC состоит из двух герметичных отсеков, один отсек расположен внутри другого. Внешний отсек выполнен из Rohacell на алюминиевой раме и покрыт алюминием. Полость между ними заполнена CO_2 , который выступает в качестве изолятора и воздушного барьера. Внутренний отсек выполнен из материала G10 с покрытием из меди. Отсек выполнен так, чтобы получить по возможности максимально однородное внутреннее электрическое поле, которое составляет около

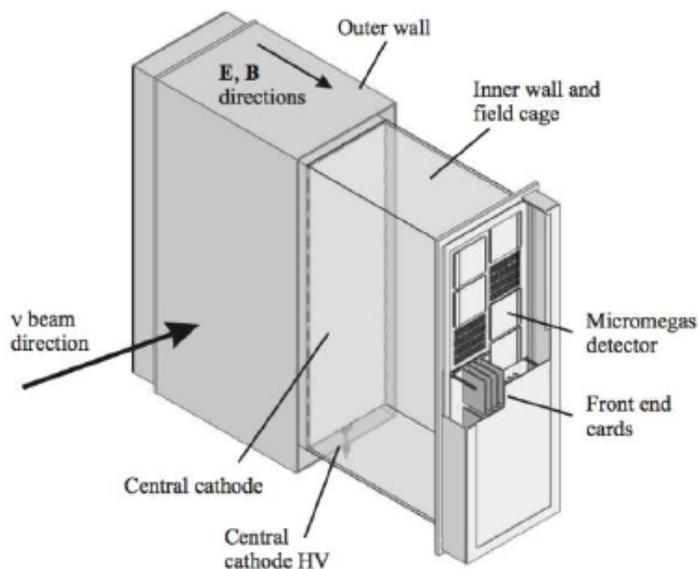


Рисунок 12 — Схема время-проекионной камеры [25]

275 В/см, что близко к значению насыщения для газа ТРС. Газ циклически обновляется как во внутреннем объёме, так и в полости.

В ТРС 12 модулей многопроволочного газового электронного умножения Micromegas [29], расположенных со сдвигом, так что их нечувствительные области не перекрываются. Каждый модуль покрывает 0.12 м^2 при общей площади детектирования порядка 9 м^2 . Детектор сегментирован так, что элемент детектора покрывает порядка 70 мм^2 , обеспечивая пространственное разрешение порядка 0.7 мм .

Модули обеспечивают усиление сигнала в 10^3 , эффективность регистрации близка к 100% для МIP-частиц. Каждый модуль разбит на 1728 элементов по 36 в 48 столбцах. Активная поверхность модуля составляет около 93% от его площади. Каждый модуль имеет большое количество каналов, общее число каналов в трёх ТРС составляет 124416. Электроника для обработки этого массива данных выполняет первичную обработку и сжатие данных, первые ступени расположены внутри детектора непосредственно у модулей Micromegas. Модули имеют встроенную систему калибровки.

Для нахождения треков отдельно осуществляется их поиск и фитирование. Сначала происходит группировка событий и проверка вертикальных и горизон-

тальных треков. Затем треки фитируются исходя из максимального правдоподобия.

Пространственное разрешение определяется, сравнивая целиком профитированный трек и трек, полученный при фитировании в отдельном кластере при тех же параметрах искривления и угла. Отклонение фитируется нормальным распределением и из него выводятся пространственное разрешение и смещение выборки. Пространственное разрешение также определяется при МС-моделировании детектора, наблюдаемые и промоделированные величины хорошо согласуются.

Задача, поставленная при разработке ТРС заключалась в том, чтобы получить разрешение по импульсу по крайней мере $0.1 p_{\perp}/(\text{ГэВ}/c)$, что и было успешно достигнуто.

Идентификация типа частиц в ТРС происходит за счёт измерения ионизационных потерь в газе. Для каждого кластера измеренный заряд определяется как сумма зарядов в каждом элементе. Заряд корректируется с учётом неоднородности температуры и давления. Кластеры по краям модуля Micromegas, а также близкие к центральному катоду не учитываются, так как неизвестно какая часть заряда в этих кластерах не попала в чувствительную область. Линейная плотность заряда трека в каждом кластере оценивается по длине участка трека в столбце элементов кластера. Для анализа используется отбрасывание экстремальных значений, по оставшимся рассчитывается среднее, для каждого типа частиц рассчитывается отклонение от наблюдаемой картины для восстановленного импульса в единицах стандартных отклонений. В этом случае для МIP удаётся достичь разрешения $7.8 \pm 0.2\%$. Таким образом, для интересующего нас диапазона параметров вероятность идентифицировать мюон как электрон составляет 0.2% (рисунок 13).

Для поиска тёмных фотонов рассматриваем реакцию распада $\gamma' \rightarrow l^+l^-$. Поиск такой сигнатуры возможен во всём комплексе ближних детекторов, однако мы будем рассматривать только распады, произошедшие в газе время-проекционных камер, то есть искать события которые имеют только два трека с вершиной в одном из ТРС и не несут следов других взаимодействий. Используем вето-детекторы чтобы исключить такие взаимодействия.

Преимущество ТРС по сравнению с P0D и модулями FGD, которые обладают большей плотностью рабочего вещества, заключается в том, что в газе фон

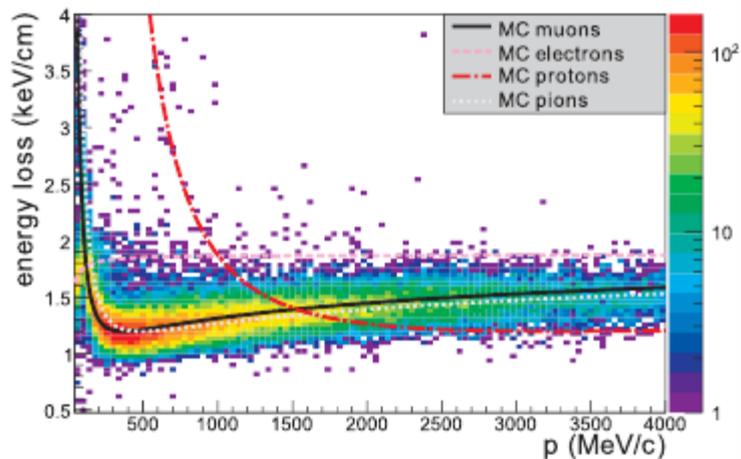


Рисунок 13 — Распределение ионизационных потерь как функция импульса для отрицательно заряженных частиц, рождённых в нейтринных взаимодействиях [25]

от нейтринных событий значительно меньше. Реакции взаимодействия нейтрино с веществом, идущие через заряженный ток первично рождают только один лептон. Реакции, идущие через нейтральный ток могут служить источником одиночных гамма-квантов, которые мимикрируют полезный сигнал. Также нужно обратить внимание на реакции, которые производят более одного гамма-кванта. Действительно, два основных источника фона в нашем случае — реакции $p + \nu \rightarrow \Delta + \dots \rightarrow \gamma + \dots$ и $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

В первом случае дельта-изобара рождает фотон, во втором случае один фотон распадается на лептонную пару, а второй улетает и не регистрируется. Детально фоны будут разобраны в следующем разделе. Поскольку реакции в значительной степени зависят от массы детектора, за счёт рассмотрения событий с вершиной в ТРС, удаётся эффективно подавить эти фоны.

В данный момент идут работы по модернизации эксперимента T2K. Планируется ввод в строй большего по объёму дальнего детектора Hyper-Kamiokande, а также серьёзная модернизация ближнего детектора [30]. В результате модернизации POD будет заменён на три модуля, центральный из которых представляет из себя высокосегментированный детектор SuperFGD, а два других, верхний и нижний — время-проекционные камеры (рисунок 14). В результате их можно будет дополнительно задействовать для поиска распадов экзотических частиц, что определяет дальнейшие перспективы данной работы.

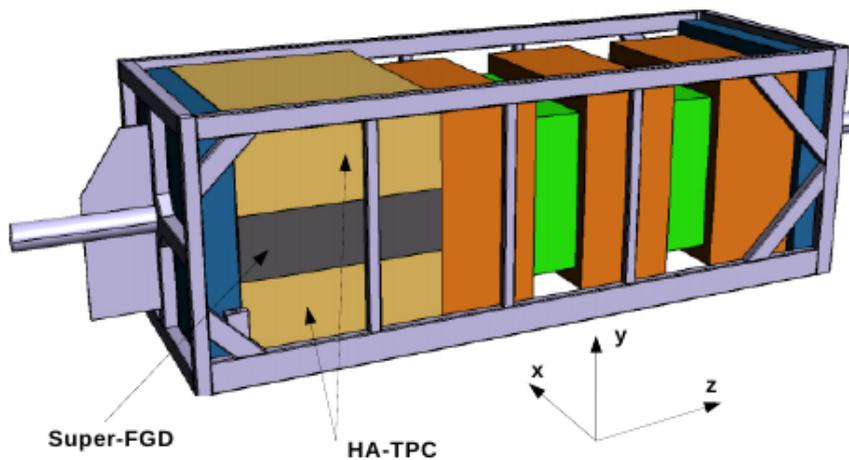


Рисунок 14 — Схема модернизации ближнего детектора [30]

Планируется набрать статистику на $2 \cdot 10^{21}$ POT, уменьшить систематические ошибки эксперимента с 6% в нынешней конфигурации до $\sim 4\%$, а с введением детектора Нурер-Kamiokande, до $\sim 3\%$. Также детектор Нурер-Kamiokande позволит в 10 раз увеличить статистику нейтринных событий в дальнем детекторе, что обусловлено отношением его массы к массе Super-Kamiokande.

4 Оценка параметров сигнала

4.1 Фоны от нейтринных событий

Распадный объём экранирован от комплекса ближних детекторов как мишенью-поглотителем, так и массивом грунта. Детектор P0D позволяет эффективно контролировать остаточные частицы, один только его передний калориметр обеспечивает экранирование в 4.9 радиационных длин.

Рассмотрим реакции, которые могут произойти непосредственно в ТРС в результате нейтринных взаимодействий. Нейтрино могут взаимодействовать с веществом детектора через заряженные токи (обмениваясь W-бозонами), или через нейтральные токи (обмениваясь Z-бозонами), электромагнитные взаимодействия нейтрино запрещены на древесном уровне из-за нулевого заряда.

Рассматриваемые реакции учитываются при анализе событий в ближнем детекторе в коллаборационном анализе T2K. К реакциям, идущим через заряженные токи относятся реакции типа квазиупругого рассеяния CCQE ($\nu_l n \rightarrow l^- p$), реакции с образованием пиона CC1 π ($\nu_l p \rightarrow l^- p \pi^+$, $\nu_l n \rightarrow l^- p \pi^0$, $\nu_l n \rightarrow l^- n \pi^+$), когерентное рассеяние на атоме кислорода ($\nu_l {}^{16}O \rightarrow l^- {}^{16}O \pi^+$), реакции, идущие через промежуточную дельта-изобару ($\nu_l n \rightarrow l^- p \gamma$), реакции с образованием нескольких пионов для нейтрино высоких энергий ($\nu_l N \rightarrow l^- N' + n\pi$ для переданного импульса от 1.3 ГэВ до 2 ГэВ и $\nu_l N \rightarrow l^- N' + \text{мезоны}$ для значения переданного импульса больше 2 ГэВ), реакции типа CC1 η и CC1K с образованием эта-мезона и каона ($\nu_l n \rightarrow l^- p \eta$, $\nu_l n \rightarrow l^- \Lambda K^+$), обратный μ и τ распады.

Из рассмотренных реакций мимикрировать полезный сигнал могут реакции CC1 π , в случае, если произошла реакция $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- n \pi^+$, пион ошибочно был идентифицирован как второй мюон, а нейтрон не успел термализоваться и поглотиться. Остальные реакции хорошо идентифицируются по протонам.

К реакциям, идущим через нейтральные токи относятся реакции типа NC1 π ($\nu_l p \rightarrow \nu_l p \pi^0$, $\nu_l n \rightarrow \nu_l n \pi^0$, $\nu_l p \rightarrow \nu_l n \pi^+$, $\nu_l n \rightarrow \nu_l p \pi^-$), когерентного рассеяния ($\nu_l {}^{16}O \rightarrow \nu_l {}^{16}O \pi^0$), реакции, идущие через промежуточную дельта-изобару ($\nu_l n \rightarrow \nu_l n \gamma$, $\nu_l p \rightarrow \nu_l p \gamma$), реакции с образованием нескольких пионов для нейтрино высоких энергий ($\nu_l N \rightarrow \nu_l N' + n\pi$ для переданного импульса от 1.3 ГэВ до 2 ГэВ и $\nu_l N \rightarrow \nu_l N' + \text{мезоны}$ для значения переданного импульса больше 2 ГэВ), реакции типа NC1 η ($\nu_l p \rightarrow \nu_l p \eta$, $\nu_l n \rightarrow \nu_l n \eta$) и NC1K ($\nu_l n \rightarrow \nu_l \Lambda K^0$,

$\nu_l p \rightarrow \nu_l \Lambda K^+$), упругое рассеяние нейтрино на протонах, нейтронах и электронах.

Из рассмотренных реакций мимикрировать полезный сигнал могут реакции $\nu_l n \rightarrow \nu_l n \gamma$. Реакции с образованием $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ также могут интерпретироваться как полезные события, если один из фотонов покинет детектор бкз взаимодействия, а второй образует лептонную пару.

Электромагнитные взаимодействия нейтрино с веществом возможны через петлевые диаграммы и реализуются по-разному для Дираковских и Майорановских нейтрино [31]. Однако, такие взаимодействия сильно подавлены даже в нашем случае (экспериментальное ограничение магнитного момента нейтрино в данный момент находится на уровне $10^{-12} \mu_B$).

Из кинематики следует, что фоновые события, полученные из приведённых реакций весьма чувствительны к отбору.

4.2 Отбор событий

Для отбора событий будем использовать пакет анализа Highland2. Событие должно проходить следующие критерии отбора:

- стандартные критерии отбора при анализе T2K,
- событие должно содержать два трека частиц с противоположными зарядами хорошего качества (не менее 18 сработавших элементов в TPC),
- реконструируемая после этого вершина должна лежать в одном из трёх TPC,
- в любом детекторе расположенном раньше детектора в котором восстановлена вершина нет активности, а треков не больше двух.
- Последний критерий отбора до катов заключается в том, что частицы идентифицируются соответственно как два мюона или два электрона.

Для идентификации частиц рассчитывается кривизна трека и ионизационные потери. Сами по себе мюоны и пионы плохо различаются в TPC, их различие осуществляется за счёт мюонной сигнатуры в ECAL. ECAL позволяет отличать пионы и мюоны по их ливням с хорошей эффективностью (рисунок 15) [32].

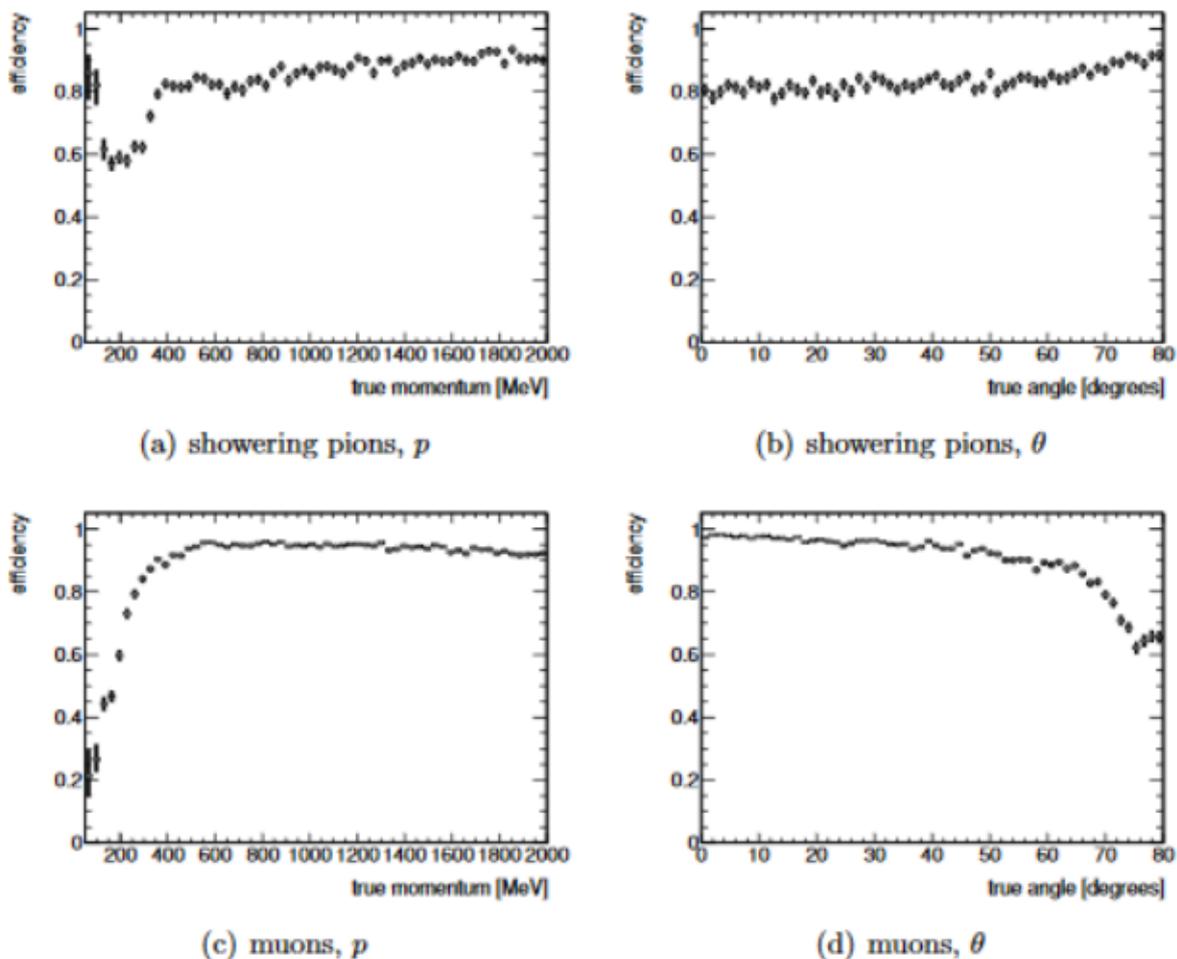


Рисунок 15 — Эффективность идентификации пионов и мюонов для различных значений импульса и угла [32]

Восстановленные параметры родительской частицы позволяют отбрасывать события, которые не могут быть сигналом от тёмного фотона. Зная положение родительской частицы и её угол в координатах детектора можно ответить на вопрос родилась ли частица в мишени или прилегающем пространстве. Пространственное разрешение в модуле ТРС варьируется в зависимости от длины дрейфового следа и в среднем составляет порядка 0.7 мм. Зная погрешность определения импульса и положения частицы можно определить погрешность угла относительно оси пучка.

Оценим диапазон значений угла частиц, которые могли бы родиться в мишени и попасть в ТРС. Координаты в детекторе отсчитываются от центра переднего края мишени, ось Z направлена по оси пучка, ось Y вертикально вверх, ось X им перпендикулярна. Координаты центра детектора ND280 в миллиметрах

составляют (3222.292, 8145.57, 280100.0). Отсчитывая координаты самого дальнего от оси переднего края первой камеры ТРС, получим минимальное значение $\cos \theta = 0.99958$, соответствующее максимальному углу отклонения, причём учитываем, что частицы могут рождаться во всём объёме мишени, а также за ней.

После восстановления четырёхимпульса и инвариантной массы родительской частицы можно сравнить время движения тёмного фотона к детектору и проверить, соответствует ли время его рождения падению на мишень микробанчам.

4.3 Моделирование фона в пакете Highland2

Будем оценивать фон для статистики $6.3 \cdot 10^{20}$ POT, в данной работе для анализа использовался уже готовый набор файлов, сгенерированный в рамках коллаборации T2K, опишем процесс его генерации. Первоначально разыгрывалось взаимодействие протонного пучка с углеродной мишенью, для этого использовался пакет FLUKA. Далее с помощью пакета GEANT3 рассчитывалось движение и распад вторичных частиц в нейтрино. Для расчёта взаимодействия нейтрино с веществом детектора ND280 был использован пакет INEUT. Поведение частиц, рождённых в детекторе, моделировалось с помощью пакета GEANT4, далее производилась симуляция электроники детектора, калибровка, к полученным таким образом данным применялись стандартные средства реконструкции событий T2K.

Для анализа событий, используем пакет анализа Highland2. События предварительно отсеим так, как описано в предыдущем разделе. Для этого использовался модуль Highland2, который является изменённой версией ранее существовавшего. Работа с событием осуществлялась следующим образом:

- отбор по качеству треков — в событии должен быть положительный и отрицательный треки (не менее 18 сработавших элементов в ТРС для каждого),
- треки должны выходить из одной вершины, иметь достаточный импульс (из приведённых выше данных следует, что идентификация частиц треков с малым импульсом производится с низкой эффективностью),

Таблица 1 — Электронные и мюонные фоновые события на статистике $6 \cdot 10^{20}$ POT

Описание ката	e^+e^- события	$\mu^+\mu^-$ события
Все события в детекторе	16977932	
Отбор по качеству треков	15621933	
Треки в чувствительном объёме, вершина восстанавливается	532	
Вето активности в TPC и FGD	357	
Вершина в TPC	353	
Не более двух треков	209	
PID	30	38
Отбор мюонов в ECal	—	17

- если трек родительской частицы восстанавливается с большим значением хи квадрата или маленькой пространственной неопределённостью, то это может говорить о том, что дочерние частицы образовались в разных процессах, применялся кат на эти величины,
- вершина взаимодействия должна находиться в активном объёме TPC,
- в P0D и двух FGD активность незарегистрирована, треков только два,
- производилась идентификация частиц, для мюонных событий проверялось, что трек попадает в ECal и вызывает в нём мюоноподобный сигнал.

Приведём в таблице 1 описание процесса отбора событий и количество событий, которые выживают после каждого следующего отбора.

Оценим целесообразность отсева событий по трём критериям, а именно — по направлению родительской частицы в TPC, по поперечному импульсу и инвариантной массе. В последнем случае мы можем наложить только кинематическое условие отбора. Приведём на рисунке 16 распределение инвариантной массы для мюонных событий.

Наглядно можно видеть характерное значение фоновых событий для событий с первичными условиями отбора. Как видим количество фоновых событий уже очень серьёзно подавлено.

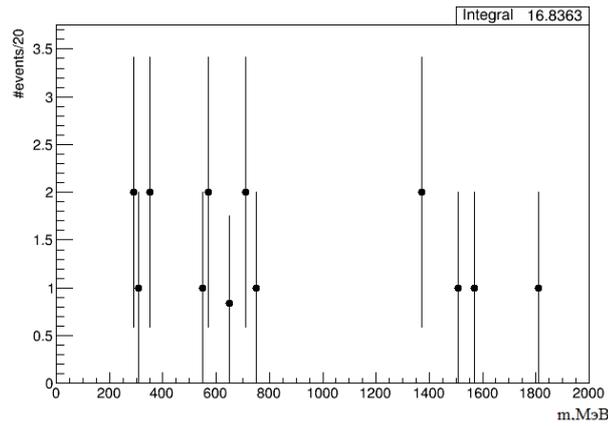


Рисунок 16 — Инвариантная масса для мюонных событий

Перейдём теперь к данным по углу вылета из ближнего детектора родительской частицы. Хорошее качество трека в ТРС необходимо для того, чтобы восстанавливать это направление с малой погрешностью, а соответственно отбрасывать те события, родительская частица в которых не могла родиться в мишени. На рисунках 17 и 18 приведены данные по углу вылетевшей частицы относительно оси пучка. Зная положение частицы, можно оценить вероятность возникновения

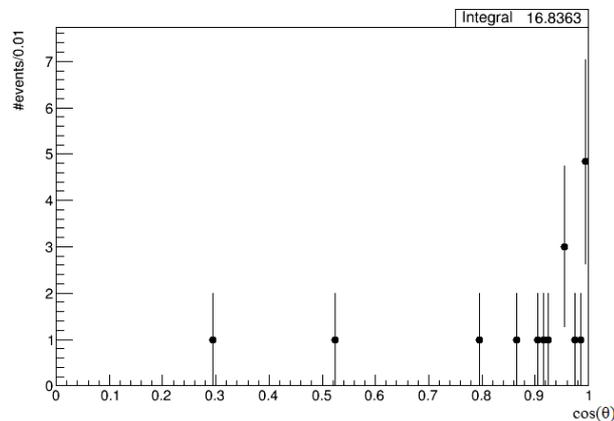


Рисунок 17 — Угол родительской частицы относительно пучка для мюонных событий

данной частицы в мишени.

Соответственно, видно что фон уже только этим условием отбора можно подавить до уровня единичных событий, так как детектор располагается под углом 2.5° к оси пучка, а следовательно ожидаемое значение косинуса угла можно грубо оценить как 0.99 даже ослабляя оценку, полученную выше с учётом погрешности определения импульса и угла в ТРС.

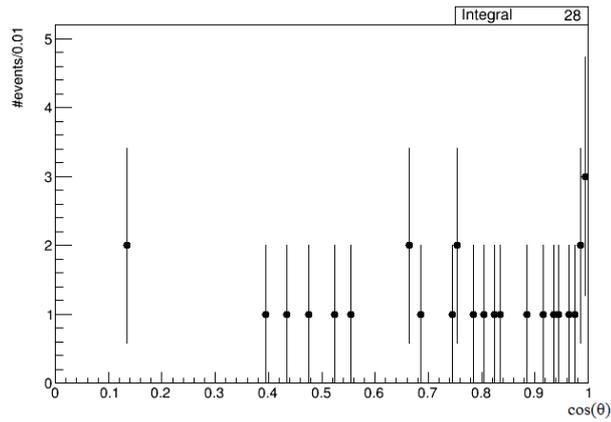


Рисунок 18 — Угол родительской частицы относительно пучка для электронных событий

Приведём теперь данные по поперечному импульсу. На рисунках 19 и 20 они приведены для электронов и мюонов соответственно. Как и ранее, его мы отсчитываем относительно оси пучка.

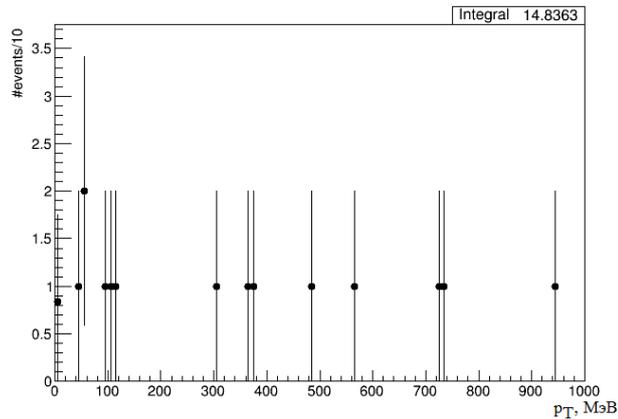


Рисунок 19 — Поперечный импульс родительской частицы для мюонных событий

Как видно, даже грубые предположения позволяют эффективно подавить фон до уровня единичных событий. При отборе по углу, выживает по одному электронному и мюонному событию. Сравнивая различные реконструированные величины для частицы-кандидата можно эффективно подавлять фоновые события на текущей статистике.

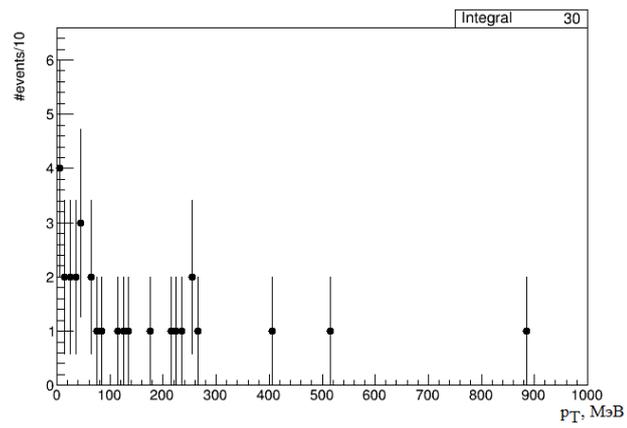


Рисунок 20 — Поперечный импульс родительской частицы для электронных событий

5 Моделирование сигнала

5.1 Генерация первичных частиц

Для моделирования сигнала, рассмотрим MC-сгенерированные частицы в pN реакциях в мишени. Для этого был взят уже готовый файл, опишем процедуру его получения. Геометрия мишени была взята из работы [33] и представлена на рисунке 21. Данная геометрия была реализована в пакете GEANT4 в котором

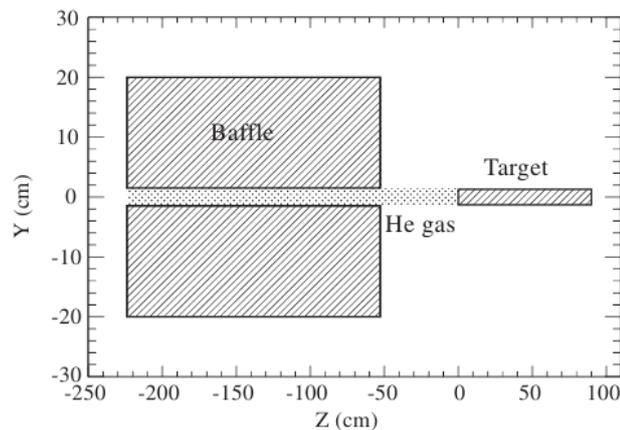


Рисунок 21 — Геометрия мишени, используемая для MC-генерации [33]

разыгрывались 30-ГэВные протоны и обсчитывалось рождение нейтральных частиц с помощью физических моделей из списка

QGSP_Bert. Рассматривались только первично рождённые частицы.

Будем моделировать полезный сигнал исходя из выборки дочерних частиц для статистики $2 \cdot 10^6$ POT. Оценим число событий распадов тёмных фотонов, которые получают в реакции $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma'$. Выберем пионы из всех вторичных частиц и приведём данные по ним.

На входе программы анализа — сгенерированный root-файл, содержащий следующие данные: PID, величину импульса частицы, 3 координаты частицы, причём за начало отсчёта принят центр переднего края мишени, а ось z соответствует оси пучка, 3 направления движения — $\cos \theta$, $\sin \theta \cos \varphi$ и $\sin \theta \sin \varphi$ в сферической системе координат. На рисунке 22 приведена начальная позиция нейтральных частиц в проекции на ось пучка.

Чётко видна мишень, длина которой составляет один метр. На рисунке 23 приведён косинус угла направления импульса дочерней частицы по отношению к оси пучка.

Первоначально файл содержит данные о всех сгенерированных первичных частицах.

5.2 Эффективность образования тёмных фотонов

Эти данные пока не требовали обработки событий. Выберем теперь из всех дочерних частиц только нейтральные пионы. Рассмотрим игрушечную модель. Разыграем распад всех пионов в пару $\gamma\gamma'$. Средняя энергия родившегося пиона составляет порядка 700 МэВ. Время жизни пиона в этом случае порядка 10^{-16} с, поэтому перемещением его самого можно пренебречь. Рассмотрим распад в точке рождения пиона в его системе покоя. Угол φ разыгрываем равномерно на интервале $[0, 2\pi]$, а угол θ относительно оси пучка берём, равномерно разыгрывая его косинус на интервале $[0, 1]$. Таким образом события будут разыграны сферически равномерно. При двухчастичном распаде дочерние частицы уносят строго половину энергии родительской частицы — $E_{\gamma/\gamma'} = \frac{1}{2}E_{\pi}$. Остаётся, зная массу

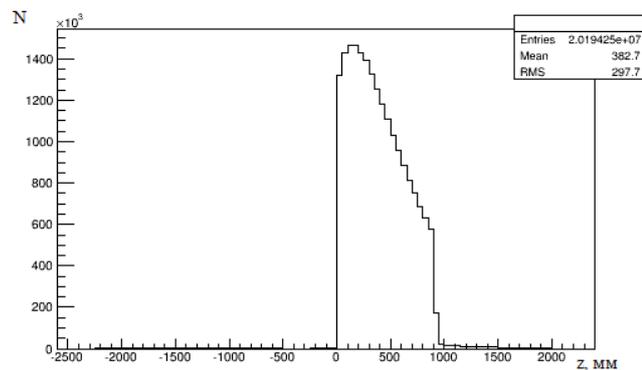


Рисунок 22 — Положение нейтральных частиц

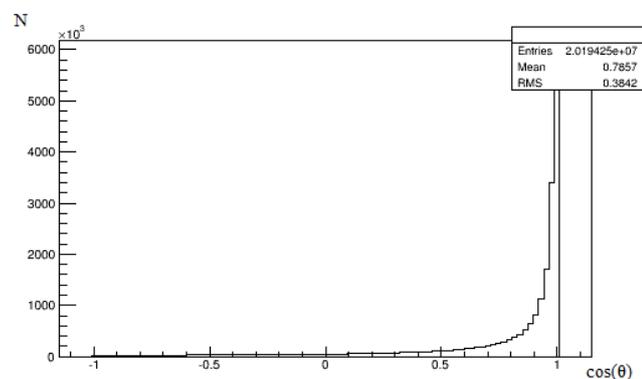


Рисунок 23 — Косинус угла дочерних частиц относительно оси пучка

тёмного фотона посчитать его импульс $p_{\gamma'} = \sqrt{E_{\gamma'}^2 - m_{\gamma'}^2}$ и сделать буст

$$B = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta\vec{n} \\ -\gamma\beta\vec{n} & \delta_{ij} + (\gamma - 1)n_in_j \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где \vec{n} — единичный вектор по направлению движения пиона, β — приведённая скорость системы покоя. На рисунке 24 приведён импульс таких тёмных фотонов.

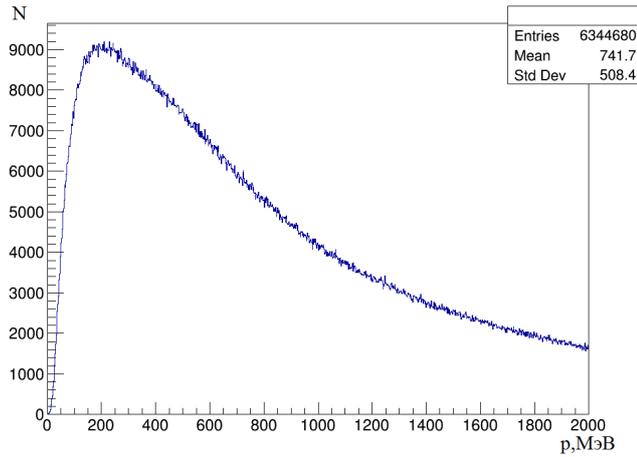


Рисунок 24 — Импульс тёмных фотонов в игрушечной модели

Как видно из MC-моделирования, количество пионов, генерируемых на один РОТ для пучка 30-ГэВных протонов составляет порядка 3. Данные о положении и импульсе тёмных фотонов сохранялись в отдельный root-файл чтобы дальше работать с ними независимо.

5.3 Геометрический фактор

Рассмотрим теперь вопрос о попадании получившихся тёмных фотонов в ГРС. Для этого сперва нужно убедиться что тёмный фотон летит вперёд, то есть $\cos \theta$ положителен. Прямая по которой движется тёмный фотон

$$\vec{l}(t) = \vec{a}t + \vec{b}, \quad (16)$$

где \vec{a} — единичный вектор в направлении движения тёмного фотона, \vec{b} — место его рождения. Тогда можно найти пересечение этой прямой с плоскостью ГРС которая определяется нами по трём точкам, (x_0, y_0, z_0) , (x_1, y_1, z_2) и (x_2, y_2, z_2)

следующим образом

$$\begin{vmatrix} x - x_0 & x_1 - x_0 & x_2 - x_0 \\ y - y_0 & y_1 - y_0 & y_2 - y_0 \\ z - z_0 & z_1 - z_0 & z_2 - z_0 \end{vmatrix} = 0, \quad (17)$$

или, переписывая уравнение плоскости в канонической форме,

$$\begin{aligned} Ax + By + Cz + D &= 0, \\ A &= y_0z_1 - y_1z_0 + y_2z_0 - y_0z_2 + y_1z_2 - y_2z_1, \\ B &= x_1z_0 - x_0z_1 + x_0z_2 - x_2z_0 + x_2z_1 - x_1z_2, \\ C &= x_0y_1 - x_1y_0 + x_2y_0 - x_0y_2 + x_1y_2 - x_2y_1, \\ D &= x_0y_2z_1 + x_1y_2z_0 + x_2y_1z_0 - x_0y_1z_2 - x_1y_2z_0 - x_2y_0z_1, \end{aligned} \quad (18)$$

тогда время движения тёмного фотона до плоскости ТРС

$$t = -\frac{D + Ab_x + Bb_y + Cb_z}{Aa_x + Ba_y + Ca_z}. \quad (19)$$

Отметим, что в данном случае получили время движения тёмного фотона до плоскости в миллиметрах. Зная время движения, находились координаты пересечения, проверялось что они лежат в границах фронтальной и задней плоскостей ТРС. Так мы гарантируем, что каждый тёмный фотон пролетел в камере примерно одинаковое расстояние. Таким образом мы получили выборку тёмных фотонов, попавших в ТРС. Их распределение по инвариантной массе приведено на рисунке 25.

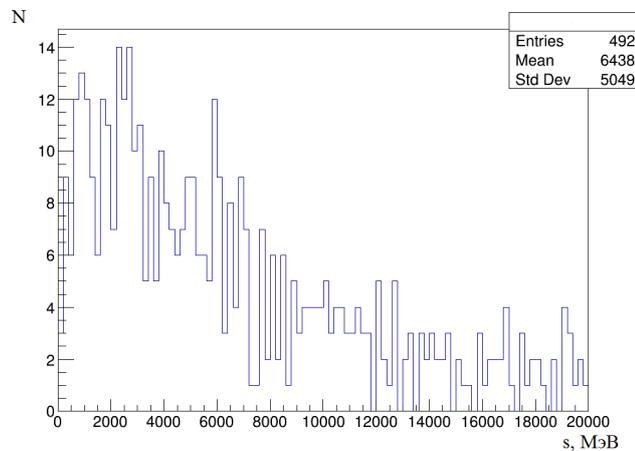


Рисунок 25 — Полная энергия тёмных фотонов в ТРС1 в игрушечной модели

Данная процедура повторялась затем ещё два раза для ТРС2 и ТРС3.

5.4 Оценка количества событий распада на текущей статистике

Для оценки количества событий в ТРС проследим ещё раз весь путь одного полезного события. Протон попадая в мишень рождает определённое количество пионов. Пионы распределены по импульсам и с вероятностью, соответствующей (8) распадаются на пару фотон-тёмный фотон. Далее, используя кинематику разыгрывался этот распад, тёмные фотоны, попавшие в ТРС, уже имеют своё распределение по импульсам $p_{\gamma'}(s, m_{\gamma'})$, которое зависит от энергии и массы тёмного фотона. У попавших в ТРС тёмных фотонов есть шанс $\frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{tot}}}$ распасться в лептонную пару, вероятность что они сделают это в ТРС равна соответственно

$$p_{\text{TRC}} = e^{-\frac{\Gamma_i t_{\text{in}}}{2}} - e^{-\frac{\Gamma_i t_{\text{out}}}{2}}, \quad (20)$$

где Γ_i получены в соответствии с формулой (9) и также зависят от массы тёмного фотона и константы смешивания, а время вылета t_{out} смещено от задней стенки камеры таким образом, чтобы гарантировать выполнение ограничения на качественное событие в ТРС.

Время же можно определить, зная γ -фактор, $\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{p_{\gamma'}}{m_{\gamma'}}\right)^2}$ и соответственно $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$.

Тогда строгое выражение для количества полезных событий в зависимости от массы тёмного фотона будет

$$\text{РОТ} \cdot n(\pi^0) \cdot p(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma') \cdot f_{\text{геом}} \cdot p(p_{\pi^0} > 2m_{\gamma'}) \int_{m_{\gamma'}}^{30\text{ГэВ}} \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{tot}}} p_{\gamma'}(s, m_{\gamma'}) p_{\text{TRC}} ds, \quad (21)$$

где $n(\pi^0)$ — количество пионов на один РОТ, $p(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma')$ — вероятность распада пиона в пару фотон-тёмный фотон, $f_{\text{геом}}$ — доля тёмных фотонов, попавших в ТРС от всех, $p(p_{\pi^0} > 2m_{\gamma'})$ — доля тех пионов из которых тёмный фотон может родиться кинематически, а интеграл берётся по значению s-инварианта.

Грубо оценим число получившихся событий. Для этого интеграл возьмём по теореме о среднем в медиане по импульсу тёмного фотона, вероятность распада пиона в тёмный фотон оценим просто как ε^2 , количество пионов с импульсом, большим заданного, профитируем простым распределением. Получим следующую картину для электронов, которая приведена на рисунке 26, где синий цвет означает менее пяти событий, зелёный — от 5 до 50 событий, жёлтый — более 50 событий. Подобная картина для мюонов приведена на рисунке 27.

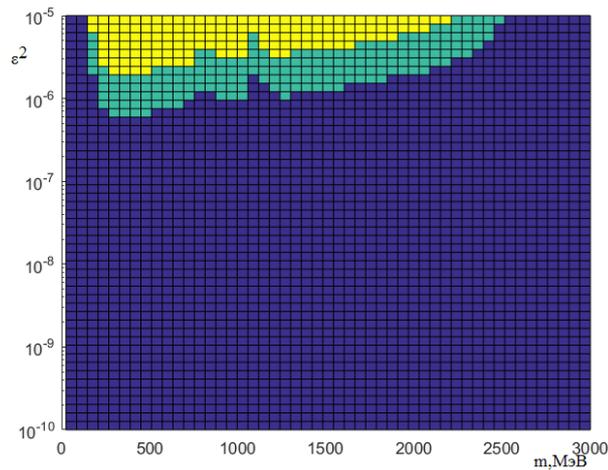


Рисунок 26 — Количество ожидаемых электронных событий на статистике $3 \cdot 10^{21}$ РОТ. Линии уровня отвечают 5 и 50 событиям соответственно

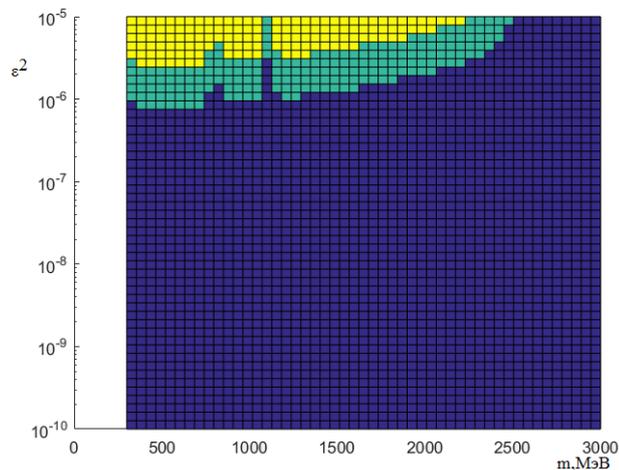


Рисунок 27 — Количество ожидаемых мюонных событий на статистике $3 \cdot 10^{21}$ РОТ. Линии уровня отвечают 5 и 50 событиям соответственно

Отметим, что данные события ещё пока не отражают реальную картину, так как к ним не применялись алгоритмы восстановления событий, описанные в предыдущем разделе. Однако, приблизительная эффективность восстановления событий известна и описана как во внутренних документах коллаборации T2K, так и в статьях других авторов [34] и для двухтрековых сигнатур составляет порядка 35%. Такое значение связано с тем, что получить два хорошо восстановленных трека с достаточным количеством хитов в ТРС удаётся в порядка 50% случаев, идентификация двух частиц, которая для каждой происходит с вероятностью порядка 0.9 и даёт оценку искомой эффективности. Низкая эффективность восстановления треков обусловлена треками на краях ТРС, которые имеют

Таблица 2 — Электронные и мюонные события для тёмного фотона массой 450 ГэВ на статистике $6 \cdot 10^{20}$ POT

ε^2	Среднее число событий		Среднее число регистрируемых событий		Среднее число фоновых событий	
	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$
$7.5 \cdot 10^{-7}$	1.6	1.45	0.64	0.58	1	1
$1.2 \cdot 10^{-6}$	4.06	3.72	1.62	1.49	1	1
$1.9 \cdot 10^{-6}$	10.43	9.56	4.17	3.82	1	1
$3.1 \cdot 10^{-6}$	26.54	24.48	10.62	9.79	1	1
$4.9 \cdot 10^{-6}$	68.14	62.67	27.26	25.07	1	1

недостаточно хитов в заданном объёме, при взаимодействии в FGD трек в TPC может быть недостаточно длинным для успешной реконструкции, треки могут не разделяться в TPC.

Проиллюстрируем часть значений в полученных гистограммах. Приведём в таблице 2 среднее число электронных и мюонных событий для массы тёмного фотона 450 МэВ и различных значений константы смешивания с учётом общей эффективности регистрации, а также количество фоновых событий.

Итак, грубая оценка числа событий в детекторе в том диапазоне где сигнал успешно различим, не усиливает, а только подтверждает ограничения на константу смешивания и массу тёмного фотона, поставленные ранее в других экспериментах. Более аккуратный анализ возможно позволит незначительно усилить текущие экспериментальные ограничения. При модернизации ближнего детектора масса газа увеличится, также возрастёт статистика. Это также может позволить усилить текущие экспериментальные ограничения.

5.5 Поиск тёмных фотонов по рассеянию

Альтернативным способом поиска тёмных фотонов в эксперименте T2K является поиск рассеяния тёмных фотонов на электронах и ядрах. В данном случае поиск производится по другой сигнатуре. Рассеяние на электронах эффективно проявляется для малых масс тёмного фотона. Рассеяние на ядрах эффективно для больших значений масс, в особенности в окрестности значений ρ/ω резонансов.

Для рассеяния на электроне в качестве основного источника фона будет выступать упругое рассеяние нейтрино. Для более сложных фонов можно наложить тот же самый критерий отбора по углу зарегистрированного электрона и эффективно подавлять фоны от нейтринных взаимодействий, однако для случая упругого рассеяния нейтрино необходимо понимание величины сечения этого процесса, она составляет $\sigma(\nu e) \sim 10^{-42} \left(\frac{E_\nu}{\Gamma_{3B}}\right) \text{ см}^{-2}$, что для значений константы смешивания порядка $\sim 10^{-4}$ означает сравнимые значения количества событий сигнала и фона. В случае тёмного фотона угловое распределение будет более ярко выраженным, это можно использовать для отбора событий. Препятствием для усиления ограничений служит малая масса детектора.

Также возможен поиск событий от распада тёмного фотона в дальнем детекторе Super-Kamiokande. В этом случае фоны можно подавить, коррелируя время регистрации частиц. Фоновые нейтринные события хорошо дифференцируются из-за микробанчевой структуры пучка. Такие корреляции были успешно получены при анализе событий в Super-Kamiokande. Для данного детектора существует оценка сечений нейтринных взаимодействий, что позволяет контролировать фон, однако недостатком служит малый телесный угол детектора.

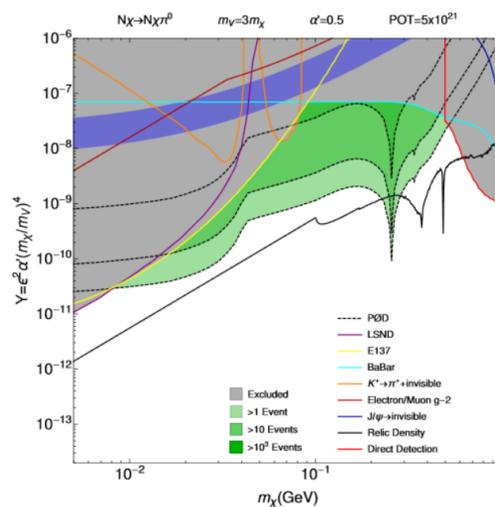


Рисунок 28 — Упругое рассеяние тёмных фотонов на ядрах в эксперименте T2K [34]

В случае рассеяния тёмных фотонов на ядрах возможны процессы упругого рассеяния на нуклонах подобного аналогичному нейтринному рассеянию через нейтральный ток, неупругое рассеяние с образованием пионов, в случае достаточно большого импульса — глубоконеупругое рассеяние. Их также можно искать

как в ближнем так и в дальнем детекторе.

Возможно рассмотреть квазиупругое рождение пионов в ND280, однако в этом случае фоны от нейтринных событий уже будут значительными и нужно понимать какую чувствительность к параметрам тёмного фотона удастся получить, исследуя превышение событий над фоном.

Приведём для сравнения на рисунке 28 оценку количества событий для упругого рассеяния тёмных фотонов на ядрах для текущей статистики T2K в детекторе ND280 (зелёная область) из работы [34].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовалась возможность поиска тёмных фотонов в ближнем детекторе T2K. Рассматривалась возможность поиска распада тёмных фотонов на лептонные пары во время-проекционных камерах ближнего нейтринного детектора ND280 эксперимента T2K. Исследовались модели массивного тёмного фотона с кинематическим смешиванием.

1. На основе Монте-Карло данных разработаны и изучены критерии отбора полезных событий, выполнена оценка фоновых событий от различных источников. Получена эффективность регистрации моды $\gamma' \rightarrow e^+e^- \sim 0.35$, для моды $\gamma' \rightarrow \mu^+\mu^- \sim 0.35$ в интервале масс от 300 МэВ до ~ 1 ГэВ.
2. Для выбранных критериев отбора и числа протонов на мишени, число фоновых событий составило 1 для моды $\gamma' \rightarrow e^+e^-$ и 1 для моды $\gamma' \rightarrow \mu^+\mu^-$. Основной вклад в фон дают события от взаимодействия мюонных нейтрино в газе время-проекционных камер.
3. Ожидаемая чувствительность к параметру смешивания темных фотонов в эксперименте T2K составит $\varepsilon^2 \sim 10^{-6}$ в интервале масс темных фотонов от 300 МэВ до ~ 1 ГэВ для интегрального потока протонов на мишени $3 \cdot 10^{21}$.

В целом, поставленные задачи выполнены. Результат работы в последствии может быть уточнён и служить основанием для реального поиска распадов в эксперименте, в особенности учитывая предстоящий апгрейд ближнего детектора в рамках работ по эксперименту T2HK.

Автор хотел бы выразить благодарность Куденко Юрию Григорьевичу за всестороннюю помощь и поддержку в организации данной работы. А также всем сотрудникам Отдела Физики Высоких Энергий ИЯИ РАН, в частности Сергею Суворову и Александру Измайлову за полезные обсуждения и материалы, относящиеся к поиску тяжёлых стерильных нейтрино; преподавателям и сотрудникам НИЯУ МИФИ, среди которых Константин Михайлович Белоцкий, Александр Александрович Кириллов, Максим Юрьевич Хлопов, Ирина Владимировна Архангельская, за высокий профессионализм и прекрасную рабочую атмосферу.

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

В настоящей диссертации применяют следующие термины с соответствующими определениями

LHC — большой адронный коллайдер.

МС — Монте-Карло, метод генерации случайных событий с заданным распределением.

MIP — minimal ionizing particle, частица такой энергии, что её ионизационные потери в веществе минимальны.

POT — protons-on-target, статистика эксперимента, количество протонов на мишени.

T2K — Tokai-to-Kamioka, нейтринный эксперимент в Японии.

TPC — time projection chamber, время-проекционная камера.

ЦЕРН — европейское организация по ядерным исследованиям.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Search for $A' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decays / R. Aaij [et al.] // Physical Review Letters. — 2020. — Vol. 124, no. 4. — ISSN 1079-7114.
2. The T2K experiment / K. Abe [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — Vol. 659, no. 1. — P. 106–135. — ISSN 0168-9002.
3. *Dyson F. J.* Missed opportunities // Bull. Amer. Math. Soc. — 1972. — Vol. 78, no. 5. — P. 635–652.
4. *Gorin A.* Mass matrix parametrization for pseudo-Dirac neutrinos. — 2019. — arXiv: [1911.06534](https://arxiv.org/abs/1911.06534) [hep-ph].
5. *Архангельская И., Розенталь И., Чернин А.* Космология и физический вакуум. — URSS, 2006. — 219 с.
6. *Khlopov M. Y.* Conspiracy of BSM physics and cosmology. — 2019. — arXiv: [1911.03294](https://arxiv.org/abs/1911.03294) [hep-ph].
7. *Darmé L., Ellis S. A. R., You T.* Light Dark Sectors through the Fermion Portal. — 2020. — arXiv: [2001.01490](https://arxiv.org/abs/2001.01490) [hep-ph].
8. Improved limits on a hypothetical X(16.7) boson and a dark photon decaying into e^+e^- pairs / D. Banerjee [et al.] // Physical Review D. — 2020. — Vol. 101, no. 7. — ISSN 2470-0029.
9. New evidence supporting the existence of the hypothetic X17 particle / A. J. Krasznahorkay [et al.]. — 2019. — arXiv: [1910.10459](https://arxiv.org/abs/1910.10459) [nucl-ex].
10. Search for the dark photon in π^0 decays / G. Anzivino [et al.]. — 2015. — arXiv: [1504.00607](https://arxiv.org/abs/1504.00607) [hep-ex].
11. Search for production of an invisible dark photon in π^0 decays / E. Cortina Gil [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2019. — Vol. 2019, no. 5. — ISSN 1029-8479.
12. *Brown D. N.* Search for a dark photon at BABAR. — 2015. — arXiv: [1511.02224](https://arxiv.org/abs/1511.02224) [hep-ex].

13. *Tsai Y., Wang L.-T., Zhao Y.* Faking ordinary photons by displaced dark photon decays // *Physical Review D*. — 2017. — Vol. 95, no. 1. — ISSN 2470-0029.
14. Searches for decays of new particles in the DUNE Multi-Purpose near Detector / J. M. Berryman [et al.] // *Journal of High Energy Physics*. — 2020. — Vol. 2020, no. 2. — ISSN 1029-8479.
15. *Maggiore M.* A modern introduction to quantum field theory. — Oxford University Press, 2005. — 307 p.
16. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // *Phys. Rev. D*. — 2018. — Vol. 98, issue 3. — P. 030001.
17. Serendipity in dark photon searches / P. Ilten [et al.] // *Journal of High Energy Physics*. — 2018. — Vol. 2018, no. 6. — ISSN 1029-8479.
18. *Blümlein J., Brunner J.* New exclusion limits on dark gauge forces from proton Bremsstrahlung in beam-dump data // *Physics Letters B*. — 2014. — Vol. 731. — P. 320–326. — ISSN 0370-2693.
19. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations / K. Abe [et al.] // *Nature*. — 2020. — Vol. 580. — P. 339–344.
20. Development and operational experience of magnetic horn system for T2K experiment / T. Sekiguchi [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2015. — Vol. 789. — P. 57–80. — ISSN 0168-9002.
21. *Куденко Ю. Г.* Нейтринный эксперимент T2K: первые результаты // *Усп. физ. наук*. — 2011. — Т. 181, № 9. — С. 997–1004.
22. Design and construction of INGRID neutrino beam monitor for T2K neutrino experiment / M. Otani [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A* / ed. by H. Iwasaki, T. K. Komatsubara, Y. Sugimoto. — 2010. — Vol. 623. — P. 368–370.
23. Measurement of the muon beam direction and muon flux for the T2K neutrino experiment / K. Suzuki [et al.] // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. — 2015. — Vol. 2015, no. 5. — P. 53C01–. — ISSN 2050-3911.

24. The T2K ND280 off-axis pi-zero detector / S. Assylbekov [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2012. — Vol. 686. — P. 48–63. — ISSN 0168-9002.
25. Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors / N. Abgrall [et al.]. — 2010. — arXiv: [1012.0865](https://arxiv.org/abs/1012.0865) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)].
26. The T2K Fine-Grained Detectors / P. Amaudruz [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2012. — Vol. 696. — P. 1–31. — arXiv: [1204.3666](https://arxiv.org/abs/1204.3666) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)].
27. The electromagnetic calorimeter for the T2K near detector ND280 / D. Allan [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2013. — Vol. 8, no. 10. — P10019–P10019. — ISSN 1748-0221.
28. The T2K Side Muon Range Detector (SMRD) / S. Aoki [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 698. — P. 135–146. — ISSN 0168-9002.
29. Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments / I. Giomataris [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A. — 1995. — Vol. 376, DAPNIA-SED-95–04. 1. — P. 29–35.
30. T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report / K. Abe [et al.]. — 2019. — arXiv: [1901.03750](https://arxiv.org/abs/1901.03750) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)].
31. *Giunti C., Studenikin A.* Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. — 2014. — arXiv: [1403.6344](https://arxiv.org/abs/1403.6344) [[hep-ph](https://arxiv.org/archive/hep)].
32. Implementation of second generation PID for the ND280 Tracker ECals / G. Baker [et al.] // T2K-TN-111. — 2012.
33. T2K neutrino flux prediction / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 87, issue 1. — P. 012001.
34. Light dark matter in neutrino beams: Production modeling and scattering signatures at MiniBooNE, T2K, and SHiP / P. deNiverville [et al.] // Physical Review D. — 2017. — Vol. 95, no. 3. — ISSN 2470-0029.