

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Краснов Игорь Вячеславович

**Перспективы поиска новой физики в
экспериментах на фиксированной мишени
нового поколения**

01.04.02 - теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

член-корр. РАН

Д.С. Горбунов

Москва 2022

Оглавление

Введение	4
Глава 1 Перспективы поиска тяжёлых нейтральных лептонов в экспериментах на фиксированной мишени	25
1.1 Феноменология стерильного нейтрино	25
1.2 Поиск массивного стерильного нейтрино в эксперименте DUNE	28
1.2.1 Эксперимент DUNE	29
1.2.2 Моделирование эксперимента	32
1.2.3 Алгоритм построения ограничений	35
1.2.4 Результаты	43
1.2.5 Проверка правдивости моделирования	48
1.2.6 Итоги оценки сигнала стерильных нейтрино в DUNE	52
1.3 Поиск массивного стерильного нейтрино в эксперименте SHiP	52
1.3.1 Проект SHiP	55
1.3.2 Моделирование пучка каонов	56
1.3.3 Моделирование рождения и определение потока HNL	61
1.3.4 Вычисление геометрического фактора и моделирование распада HNL	63
1.3.5 Моделирование детектирования продуктов распада HNL	66
1.3.6 Предсказание ограничений на HNL в проекте SHiP	69
1.3.7 Подведение итогов и обсуждение результатов	74
Глава 2 Оценка ограничений на скалярный портал из резуль- татов эксперимента PS191	76
2.1 Эксперимент PS191	77
2.2 Феноменология лёгких скаляров	79
2.3 Моделирование пучка каонов	81
2.4 Моделирование сигнала лёгких скаляров	85

2.5	Подведение итогов и обсуждение результатов	89
Глава 3 Поиск миллизаряженных частиц в эксперименте Т2К		
	(Т2НК)	91
3.1	Феноменология МСР и моделирование вторичных мезонов	92
3.2	Ближний детектор Т2К (Т2НК)	97
3.3	Оценка фона предполагаемой сигнатуры	101
3.4	Оценка вероятности взаимодействия МСР с веществом детектора	105
3.5	Результаты	106
3.6	Подведение итогов и обсуждение результатов	107
Заключение		111
Приложение: физические величины и формулы для стерильных		
	нейтрино	113
0.1	Форм-факторы	114
0.1.1	Форм-факторы К-мезонов	114
0.1.2	Форм-факторы D-мезонов	114
0.1.3	Форм-факторы распадов мезонов в векторные мезоны	116
0.2	Распады стерильных нейтрино	117
0.3	Рождение стерильных нейтрино	118

Введение

Физика за пределами Стандартной Модели (Beyond the Standard Model) является одним из наиболее бурно развивающихся направлений в феноменологии и физике высоких энергий. Самой последней “новой” частицей, чье существование подтвердилось в эксперименте, по-прежнему остается бозон Хиггса, предсказанный в рамках Стандартной Модели уже более полувека тому назад [1] и экспериментально обнаруженный в ЦЕРН в 2012 году [2]. Однако, несмотря на феноменальный успех Стандартной Модели физики частиц, на сегодняшний день она не в силах дать объяснение целому ряду наблюдаемых явлений в нескольких различных направлениях исследований (см. [3], в частности главу “Hypothetical Particles and Concepts”). Поэтому можно с уверенностью сказать, что существует более общая теория, включающая в себя Стандартную Модель как некоторый предел, которая будет согласованно описывать эти явления. Поиски такой теории и исследования модификаций Стандартной Модели для объяснения отдельных явлений как раз и объединяют под общим названием “физики за пределами Стандартной Модели”.

Один из наиболее наглядных примеров неполноты Стандартной Модели дает “нейтринный сектор”. Существование нейтрино были предсказано Паули ещё в 30-х годах 20 века, но ввиду того что они слабо взаимодействуют с веществом, долгое время нейтрино оставались одними из наименее изученных частиц Стандартной Модели. В рамках Стандартной Модели [4, 5, 6, 7] существует три типа (или, как иногда пишут в литературе, *флэйвора*) нейтрино – связанных с квантовым числом, называемым “лептонным зарядом”, причём все нейтрино Стандартной Модели обладают строго нулевой собственной массой. Это предположение имеет несколько существенных последствий, например, скорость безмассовых нейтрино должна быть равна скорости света, и с поиском отклонений от неё наблюдаемых значений скорости нейтрино, в частности, было связано оказавшееся впоследствии ошибочным [8] заявление эксперимента OPERA о регистра-

ции нейтрино со скоростями, превышающими скорость света. Другим прямым следствием безмассовости нейтрино является то, что флэйворные состояния являются “чистыми”, а значит флэйвор такого нейтрино может меняться только в рамках взаимодействия с веществом. Однако с развитием экспериментальных возможностей целый ряд экспериментов, первыми из которых как правило называют Супер-Камиоканде и SNO [9, 10, 11], обнаружил явление осцилляций нейтрино – изменение флэйвора нейтрино, не объяснимое взаимодействием с веществом. Это явление легко описывается в предположении наличия у нейтрино масс [12, 13, 14], хотя это и заставляет выйти за рамки Стандартной Модели. Рождающееся в ядерных реакциях или во взаимодействиях “флэйворное” нейтрино не обязано являться “чистым” состоянием, отвечающим нейтрино ненулевой массы. Различие флэйворного базиса с массовым приводит к тому, что в общем случае каждое “флэйворное” нейтрино представляет из себя смешанное состояние трёх “массивных” состояний нейтрино, которые по-разному эволюционируют со временем. Легко увидеть, что любое смешанное состояние обладает ненулевой вероятностью перейти в другое смешанное состояние – а значит со временем одно “флэйворное” состояние может перейти в другое. Приведенное описание процесса хорошо согласуется с экспериментальными данными: такие параметры как массы нейтрино и их смешивание продолжают активно изучаться в современных экспериментах, и их уточнение являются одним из перспективных направлений изучения для экспериментов нового поколения.

Для того чтобы объяснить явление осцилляций, было выдвинуто большое количество различных теорий, включающих в себя механизм генерации масс нейтрино. Этот вопрос будет кратко рассмотрен в первой главе, но, как правило, будет рассматриваться лишь один такой механизм – добавление (нескольких) массивных тяжелых лептонов (также называемых в литературе *стерильными нейтрино*), смешивающихся с обычными нейтрино (называемых в рамках данной терминологии *активными*). Это смешивание дает активным нейтрино массу в рамках так называемого “качельного” механизма [15, 16, 17, 18].

Кратко отметим, что осцилляции нейтрино – не единственное указание на неполноту Стандартной Модели, следующее из нейтринных экспериментов. Существует ряд аномалий, таких как, например, *галлиева*, которые указывают на возможное существование четвертого нейтрино, эффективно смешивающегося с остальными – не существующего в рамках Стандартной Модели. Очевидно, те или иные расхождения с предсказаниями Стандартной Модели наблюдаются во многих областях физики частиц, но полный обзор существующих проблем и экспериментальных “аномалий” далеко выходит за рамки целей данной диссертации: интересующиеся данной тематикой могут обратиться, например, к обзорам PDG [3].

Помимо наблюдения у обнаруженных частиц свойств, отличных от предсказываемых Стандартной Моделью, есть и другие указания на ее неполноту. Особенно чувствительными к существованию новых частиц являются космология и теории ранней Вселенной. Изучение далеких галактик, реликтового излучения и даже просто количества барионной материи во Вселенной ставит ученых перед необходимостью объяснения таких явлений как изотропность нашей Вселенной, барионная асимметрия Вселенной, наличие темной материи и темной энергии, и не только. Все эти проблемы требуют модифицировать существующие представления: добавить в них новые частицы, изменить сам механизм описания взаимодействий, или и то и другое одновременно. Однако такое коренное изменение теории ведет к далеко идущим последствиям: наблюдаемые данные дают сильные ограничения на подобные модификации и параметры новых моделей. Такие ограничения можно условно разделить на моделезависимые и прямые. Космология дает множество таких ограничений на новые частицы: предполагая некоторую роль, которую эта частица могла играть в ранней вселенной, можно получить дополнительные ограничения на параметры частицы. В то же время, если новая частица взаимодействует с частицами Стандартной Модели, то это должно быть отражено в соответствующих экспериментальных результатах. Отсутствие указания на подобные частицы в существующих дан-

ных позволяет ограничить параметры гипотетических новых частиц. Как правило, причиной, из-за которой такие частицы до сих пор избегают обнаружения, называется недостаточная статистика или недостаточная точность нынешних экспериментов, за счёт которой малые эффекты теряются в фоновых событиях. Другое объяснение заключается в том, что многие расширения Стандартной Модели предсказывают чрезвычайно массивные новые частицы, которые просто не могут быть рождены в существующих экспериментах. Этот сценарий весьма популярен, многие кандидаты в частицы темной материи попадают в эту категорию. Выбор больших масс также зачастую обуславливается теоретическими соображениями о поведении таких частиц в ранней Вселенной. Однако поиск подобных частиц текущими установками практически невозможен, более того – для особо массивных частиц в ближайшие десятилетия их обнаружение не представляется реалистичным в принципе. В данной работе этот вариант, по сути, не будет рассматриваться, но по мере возможности будут приводиться уже предложенные в литературе ограничения на рассматриваемые частицы, следующие из космологии и теории ранней Вселенной.

С другой стороны, есть модели с чрезвычайно мало взаимодействующими массивными частицами (feebly interacting massive particles, FIMP) – слабее “слабого” взаимодействия – с массами достаточно низкими, чтобы их можно было потенциально обнаружить. Подобные новые частицы должны рождаться наравне с частицами Стандартной Модели (пусть и крайне редко из-за малости константы взаимодействия). Как правило, это нейтральные частицы, которые практически не взаимодействуют с обычным веществом прежде чем вновь распасться в частицы Стандартной Модели. Способ поиска подобных частиц зачастую во многом похож на поиск редких короткоживущих частиц Стандартной Модели. Малость взаимодействия является, безусловно, большой преградой для обнаружения этих частиц, однако в некоторых особых случаях она может быть отличительной чертой, позволяющей выделить предполагаемые события новой физики среди прочих кандидатов. Таким образом, некоторые существующие

эксперименты ставят “ограничение сверху” на параметры смешивания таких частиц без каких-либо специальных усилий, направленных на поиск новой физики. В то же время, все больше современных проектов ставят поиск новой физики в качестве одной из своих основных целей и в том числе модифицируют схемы построения экспериментов, чтобы лучше справляться с этой задачей. [Глава 1](#) и [Глава 2](#) посвящены именно таким частицам.

Также стоит отметить, что некоторые новые частицы могут быть стабильны, и тогда сигналом их обнаружения могут быть только эти редкие взаимодействия. С теоретической точки зрения подобные частицы зачастую могут играть роль кандидата в частицы темной материи или хотя бы некоторой ее части. У таких гипотетических частиц будет несколько другой сигнал обнаружения чем у распадающихся частиц, и детекторы, направленные на их поиск, должны учитывать этот момент. [Глава 3](#) посвящена более подробному изучению такого подхода на конкретном примере.

Механизмы рождения частиц новой физики определяются моделью. В данной работе я ограничусь рассмотрением нескольких конкретных моделей новой физики, таких как “темные” скаляры, уже упомянутые “стерильные” нейтрино и миллизаряженные частицы – частицы с электрическим зарядом много меньшим заряда электрона. Эти модели ни в коем случае не исчерпывают весь круг возможных сценариев новой физики, но могут служить хорошей иллюстрацией нескольких подходов, которые впоследствии могут быть легко модифицированы, чтобы охватить куда больший спектр конкретных теорий.

Помимо экспериментов на встречных пучках, в последнее время часто для изучения физики за пределами Стандартной Модели предлагают строить и использовать так называемые эксперименты с пучком на фиксированной мишени (beam dump experiments). Название вполне описывает их – в отличие от коллайдерных экспериментов, где рождение новых частиц происходит в результате столкновения встречных пучков, в этих экспериментах пучок направляется на неподвижную мишень. Такие эксперименты уже давно используются в физике

частиц и такие эксперименты как PS191, NA62, T2K и другие были построены по этой схеме. С точки зрения поиска новых гипотетических частиц они, несмотря на существенно меньшую энергию в системе центра масс, обладают серьезным преимуществом – потенциально большей светимостью и контролируемостью продуктов столкновения. Среди преимуществ таких экспериментов по сравнению с экспериментами на встречных пучках можно отнести то, что частицы, рождаемые в столкновении пучка с мишенью, можно фокусировать магнитами, запускать их в распадные объемы больших размеров, или, например, отсеивать “ненужные” частицы с помощью поглотителей. В таких экспериментах благодаря их сравнительно большому времени жизни можно получать существенные пучки пионов и каонов и, тем самым, изучать как сами эти частицы так и продукты их распада. В частности, это служит причиной, почему большое количество нейтринных экспериментов построены именно по такой схеме.

Процесс обнаружения частицы новой физики в экспериментах с фиксированной мишенью можно условно разбить на три важные составляющие:

- рождение частиц новой физики в столкновении пучка с мишенью и во вторичных процессах.
- дальнейшее поведение частиц новой физики и определение геометрического фактора
- детектирование частицы новой физики

Стоит заметить, что в приближении частиц, крайне мало взаимодействующих с веществом, второй пункт целиком определяется начальными координатами и импульсами новых частиц, а также геометрией детектора.

Частицы новой физики могут рождаться в различных процессах в зависимости от того, какие свойства для них предполагаются. Эти свойства определяются целью, ради которой их рассматривают: будь то предсказание их суще-

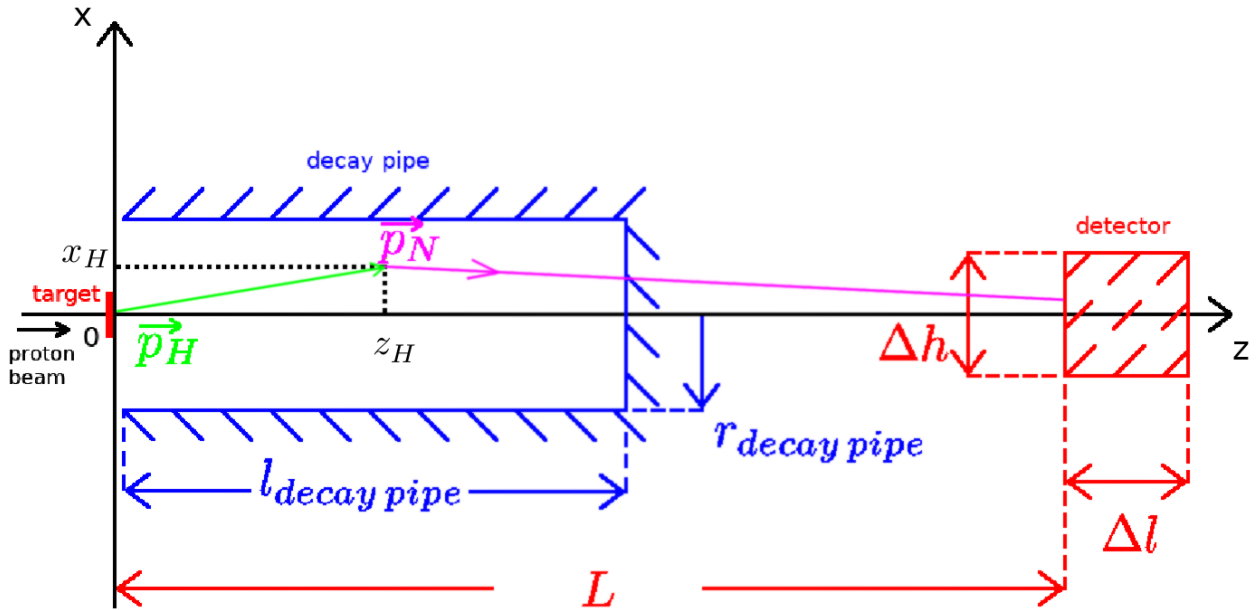


Рис. 1: Схематическая зарисовка процесса детектирования частицы N рождаемой в распаде вторичного мезона H .

ствования какой-то более общей теорией или попытка найти объяснение экспериментального результата, не укладывающегося в рамки Стандартной Модели. Как правило, в дальнейшем будет рассматриваться лишь рождение частиц новой физики в распадах короткоживущих тяжёлых частиц Стандартной Модели, а не в самих столкновениях.

В таком случае точки рождения частиц новой физики и их начальный импульс определяются кинематикой распада родительской частицы. Это сразу выделяет в рассмотрении лёгкие долгоживущие частицы: мюоны, пионы и каоны, поскольку все остальные частицы Стандартной Модели, в распадах которых могут рождаться частицы новой физики, слишком короткоживущие, а потому распадаются прямо в мишени. Для обеспечения распадов мюонов, пионов и каонов эксперименты предусматривают расположенный за мишенью распадный объем, нередко используют фокусирующие системы для увеличения процен-

та частиц, летящих в сторону детектора. Отдельно отметим, что в связи с их долгим временем жизни, фоном космических лучей и рядом других факторов, мюоны часто рассматриваются как “паразитная” составляющая, и для ограничения её влияния предпринимаются особые меры, от установки мюонного щита до сложных магнитных систем.

Для рассмотрения процесса “доставки” частиц новой физики до детектора важно отметить ограничения, которые накладывает тот факт, что они до сих пор не были обнаружены. Устройство экспериментов с фиксированной мишенью, как правило, подразумевает разнесение детектора и мишени на существенные расстояния, а потому они сравнительно плохо приспособлены для изучения короткоживущих частиц новой физики и не будут рассматриваться в данной работе. Очевидно, долгоживущая частица не может обладать электрическим зарядом, сравнимым с зарядом электрона, поскольку иначе она должна была бы активно участвовать в электромагнитных взаимодействиях, что не соответствует наблюдаемым данным. С другой стороны, нет жестких ограничений на значения заряда, много меньшие заряда электрона, поэтому такая возможность может рассматриваться. Глава 3 посвящена вопросу поиска миллизаряженных частиц. Схожие соображения позволяют ввести малый “параметр смешивания”, характеризующий частицу новой физики и обеспечивающий достаточную малость взаимодействий, чтобы объяснить причину, из-за которой данная частица не была обнаружена в существующих экспериментах. Можно искать взаимодействия (и распады) частиц новой физики в экспериментах, в которых характерные расстояния много меньше длины свободного пробега частицы. В противном случае количество долетающих до детектора частиц дополнительно подавлено за счёт распада этих частиц, что ослабляет возможности их обнаружения. Схожим образом учитывается вероятность взаимодействия с веществом (грунтом) во время распространения частицы от места рождения до детектора: если взаимодействиями нельзя пренебречь, то нужно дополнительно учитывать, как изменится число долетающих до детектора частиц.

Есть два основных подхода расположения детектора: на оси распространения частиц, или в стороне от неё. Естественно, наибольшее число частиц статистически сконцентрировано на оси. Однако это относится ко всем рождаемым частицам, и большой фон частиц Стандартной Модели в некоторых случаях оказывается нежелательным. Даже небольшое смещение детектора с оси может привести к существенному снижению фона, несущественно снижая число частиц новой физики, долетающих до детектора. Это обусловлено тем, что частицы, рождаемые в распадах массивных мезонов, имеют существенный разброс в поперечном импульсе, обеспечивающем их равномерный разлёт в некотором конусе.

Единственным общим требованием детектирования частицы можно назвать лишь пролёт частицы новой физики через область детектора. Этот момент отражает геометрический фактор таких частиц в рамках определенного эксперимента. Сам процесс регистрации зависит от свойств частицы новой физики и параметров детектора и будет обсуждаться отдельно для каждого рассматриваемого случая.

Актуальность исследования.

Поиск Новой Физики – одно из ключевых направлений в физике высоких энергий. Невозможно недооценить важность восстановления картины фундаментальных частиц (и взаимодействий) с учетом накопившихся противоречий. На данный момент существует великое множество теорий, призванных объяснить эти несоответствия. В рамках каждой теории, в зависимости от той роли, которую в ее рамках призваны играть новые частицы, эти частицы должны по-разному проявляться в существующих экспериментах и наблюдениях. Но в рамках конкретного эксперимента зачастую, помимо ограничений, получаемых для каждой теории с учетом её особенностей, можно выделить и несколько типов условно “моделенезависимых” ограничений. Можно выделить два основных

типа моделей частиц Новой Физики, которые должны оставлять различные сигналы в детекторе:

1. *Распад частицы Новой Физики в частицы Стандартной Модели, регистрируемые детектором.*

Это основной способ регистрации, предполагаемый в большинстве экспериментов, занимающихся поиском Новой Физики. Крайне популярны модели, приводящие к подобному сигналу и предполагающие наличие массивных, но короткоживущих частиц, которые должны рождаться в ускорительных экспериментах. Помимо этого, этим же способом можно искать и долгоживущие частицы, если их поток через детектор достаточно высок. Так как изучение внеземных источников гипотетических частиц выходит за рамки данной работы, в данной работе в качестве таких источников рассматриваются только ускорительные эксперименты. Схема в таком предположении крайне проста и отличается от модели к модели только каналами рождения и распада частиц Новой Физики, а также вероятностями этих процессов. При столкновении пучков частиц (или при ударе пучка о мишень в экспериментах с пучком на фиксированной мишени) могут рождаться гипотетические частицы, как правило в распадах тяжёлых частиц Стандартной Модели. Конечно, от состава пучков частиц (и мишени), как и от других параметров установки зависят те гипотетические частицы, которые могут быть исследованы в конкретном эксперименте. Явным ограничением, например, является масса этих частиц – она ограничена сверху массами рождаемых частиц Стандартной Модели, служащими источником таких частиц, а значит и характерными энергиями столкновения в этом эксперименте. Если источником гипотетических частиц служат долгоживущие частицы, такие как пионы или каоны, то, помимо импульсов, играет значение и распределение точек рождения новых частиц в пространстве. Родившиеся гипотетические частицы с определенной вероятностью долетают до детектора и распадаются

ся в нем: для этого требуется, чтобы они летели по направлению в детектор. Поскольку гипотетические частицы либо короткоживущие, либо очень мало взаимодействующие с обычным веществом, то зачастую можно пренебречь вероятностью частицы провзаимодействовать в грунте. Таким образом, у каждого детектора получается свой геометрический фактор, отражающий, какая часть гипотетических частиц потенциально способна распасться в объеме детектора и быть впоследствии детектированной. Эффективность обнаружения подобных распадов сильно разнится от эксперимента к эксперименту. Поскольку интерес представляют крайне редкие события, то первостепенной задачей становится отделение сигнала от фона. Для этого экспериментаторы используют множество приемов, о которых подробнее написано в последующих главах. В данной работе случай долгоживущих распадающихся частиц рассматривается на примерах тяжелых нейтральных лептонов и легких скаляров.

2. Взаимодействие частицы Новой Физики с веществом детектора, с последующей регистрацией последствий этого взаимодействия.

Второй важный случай касается стабильных частиц и частиц со столь большими временами жизни, что в рамках рассматриваемого эксперимента распадами таких частиц можно пренебречь по сравнению с их взаимодействиями. Как и в предыдущем случае, будут рассматриваться только ускорительные эксперименты. Поиск одиночного взаимодействия в целом сравним с поиском распада. Гипотетические частицы рождаются в распадах частиц Стандартной Модели или в самом столкновении пучков (пучка с мишенью), и к ним применим такой же геометрический фактор. Естественно, в отличие от распада при взаимодействии, гипотетическая частица сохраняет за собой существенную часть энергии, и поэтому сигнал от него оказывается куда слабее. Поэтому, как правило, поиск таких взаимодействий требует специализированного эксперимента, заточенного на поиск частиц Новой Физики.

В данной работе этот случай будет рассматриваться на примере миллизаряженных частиц.

3. *Переход (осцилляця) частицы Новой Физики в частицу Стандартной Модели, регистрируемый детектором.*

Напоследок стоит упомянуть ещё одну возможность: переход частицы Стандартной Модели в частицу Новой Физики. Этот случай часто рассматривается в связи с аксионами и аксионоподобными частицами, но также может встречаться и в других моделях Новой Физики. Например, легкие стерильные нейтрино призванные объяснить галлиеву и реакторные аномалии, попадают под эту категорию. Можно обобщить схему подобных экспериментов следующим образом: берется известный пучок частиц Стандартной Модели, для которых предполагается наличие осцилляций, и направляется на отстоящий на некоторое расстояние детектор. Зная, какой поток ожидается измерить в детекторе, ищутся отличия предсказываемого значения за счет осцилляций в гипотетические частицы. В зависимости от конфигурации эксперимента может искаться как “исчезновение” сигнала, так и его “избыток”.

Этот сценарий существенно отличается от предыдущих двух и выбивается за рамки рассмотрения экспериментов на фиксированной мишени и далее в данной работе не будет рассматриваться.

Цели и задачи работы

Целью данной работы является изучение чувствительности экспериментов на фиксированной мишени к различным моделям Новой Физики и построение подхода, позволяющего оценить ограничения на ту или иную модель Новой Физики, которые сможет поставить предполагаемый эксперимент, свободно меняя его параметры. Эти ограничения будут зависеть как от различных возможных

компоновок эксперимента, так и от характеристик предполагаемых частиц Новой Физики.

Для достижения поставленной цели выделены следующие задачи:

1. Вычисление чувствительности экспериментов SHiP и DUNE к тяжёлым нейтральным лептонам.
 - Построение метода регистрации стерильных нейтрино с учётом экспериментальных особенностей рассматриваемых экспериментов.
 - Написание программного кода для моделирования процесса рождения, распространения и распада стерильного нейтрино.
 - Получение предсказаний ограничений, которые данные эксперименты поставят на стерильные нейтрино, в отсутствие обнаружения сигнала за время их работы.
 - Оценка точности моделирования и рассмотрение потенциальных источников погрешностей.
2. Вычисление чувствительности эксперимента PS191 к легким скалярам.
 - Проведение сравнения потенциального сигнала от стерильных нейтрино и от лёгких скаляров в эксперименте PS191 и построение критерия ограничения их сигнала из отрицательного результата поиска стерильных нейтрино.
 - Написание программного кода для моделирования процесса рождения, распространения и распада лёгких скаляров.
 - Проведение моделирования и получение ограничений которые PS191 ставят на лёгкие скаляры.
 - Оценка точности моделирования и рассмотрение потенциальных источников погрешностей.

3. Вычисление чувствительности эксперимента T2K к миллизаряженным частицам.
 - Оценка метода регистрации сигнала миллизаряженных частиц в новом нейтринном детекторе SuperFGD эксперимента T2K.
 - Написание программного кода для моделирования процесса рождения, распространения и взаимодействия миллизаряженных частиц.
 - Получение предсказаний ограничений, которые поставит эксперимент T2K и его приемник T2HK на миллизаряженные частицы в отсутствие обнаружения сигнала за время их работы.
 - Оценка точности моделирования и рассмотрение потенциальных источников погрешностей.

Методы исследования

Для данного исследования использовались моделирование GEANT4 с использованием моделей QGSP, Friti и BERTini и самостоятельно разработанные программы, написанные на языке C++. С помощью GEANT4 моделировалось производство, распространение и взаимодействия частиц Стандартной Модели в ударе пучка о мишень вплоть до момента их распада. Код C++ создавался для каждой теории и моделировал рождение, распространение и распад частиц Новой Физики. Случайные процессы разыгрывались методом Монте Карло.

Положения, выносимые на защиту

1. Реализован метод оценки чувствительности экспериментов с пучком на фиксированной мишени для нескольких моделей Новой Физики. На его основе написан оригинальный численный код, легко обобщаемый на применение к широкому классу моделей и экспериментов.

2. Получены предсказания ограничений на стерильные нейтрино из экспериментов SHiP и DUNE. Хорошей площадкой поиска стерильных нейтрино являются эксперименты по определению параметров активных нейтрино. В литературе широко изучался вопрос рождения стерильных нейтрино в распадах D-мезонов и более тяжёлых частиц, но также интерес представляет изучение их рождения в распадах более лёгких долгоживущих частиц, в первую очередь каонов. В частности, полученные оценки чувствительности DUNE предсказывают улучшение вплоть до порядка по сравнению с текущими ограничениями, а SHiP должен будет оказаться способен полностью исследовать центральную часть кинематически разрешенной области масс HNL и значений смешивания с электронными и мюонными нейтрино, вплоть до нижней космологической границы.
3. Для эксперимента PS191 получены ограничения на угол смешивания для легких скаляров массы, меньшей массы каона. Предложенный подход проверяется на другой физической модели. Используя ту же сигнатуру, что использовалась для поиска стерильных нейтрино, ставится задача интерпретации отрицательных результатов этого поиска в эксперименте PS191 для получения новых ограничений на легкие скаляры. В частности, результаты разработанного моделирования говорят о том, что ранее разрешенная область масс 100–150 МэВ и смешивания выше 4×10^{-4} оказывается закрытой отрицательными результатами PS191 для легких скаляров, связанных со Стандартной Моделью (СМ) через смешивание с бозоном Хиггса.
4. Для эксперимента T2K получены ограничения на заряд миллизаряженных частиц с массой меньше каона. Описанный подход проверен для принципиально другого метода обнаружения – регистрации взаимодействия стабильных частиц с веществом детектора. Для этого проведено моделирование процесса рождения и взаимодействий гипотетических миллизаряженных частиц в эксперименте T2K (и его приемнике T2HK). Сделана оценка

сигнала двух взаимодействий миллизаряженной частицы в объёме детектора, и предсказана область параметров частиц, которую эти эксперименты исследуют за время своей работы. В частности, получено, что ранее недоступная для прямых поисков область зарядов $5 \times 10^{-4} - 10^{-2} e$ и масс МСР 0,1-0,5 ГэВ, может быть исследована за 10 лет работы эксперимента.

Научная новизна работы

1. Написан оригинальный код, используемый для установления ограничений на частицы новой физики в экспериментах с пучком на фиксированной мишени. Показана адаптивность реализации метода оценки для различных моделей и экспериментов.
2. Получены предсказания ограничений на стерильные нейтрино из планируемых экспериментов SHiP и DUNE с учётом актуальных на момент написания статей параметров этих экспериментов.
3. Впервые получены ограничения на угол смешивания для легких скаляров из результатов эксперимента PS191.
4. Для эксперимента T2K впервые получены предсказания на ограничения заряда миллизаряженных частиц к концу времени его работы.

Теоретическая и практическая значимость

1. Полученный код может быть в дальнейшем использован для получения ограничений на другие модели и эксперименты, а также может послужить основой для создания универсального инструмента оценки ограничений на модели Новой Физики для экспериментов с пучком на фиксированной мишени.
2. Полученные предсказания ограничений для 10 лет работы эксперимента

T2K и для планируемых экспериментов SHiP и DUNE, наравне с другими предсказаниями ограничений на частицы физики за пределами Стандартной Модели, являются важным фактором для уточнения итоговой конфигурации этих экспериментов и всех последующих экспериментов, работающих в данной области.

3. Полученные ограничения для эксперимента PS191 закрывают ранее неисследованные области параметров и потому влияют на все дальнейшие исследования в данной области.

Основные публикации по теме диссертации

По материалам диссертации опубликовано 4 работы в рецензируемых международных изданиях, рекомендованных ВАК [[19](#), [20](#), [21](#), [22](#)].

Апробация работы

Результаты диссертации были доложены на следующих российских и международных семинарах и конференциях:

1. 54-я Зимняя Школа ПИЯФ, Рощино Ленинградская область, Россия, 10 – 15 марта 2020 года
2. Ломоносов 2020, Москва, Россия, 10 – 27 ноября 2020 года
3. Онлайн-воркшопы Кварки-2020 в 2021 году (Quarks-2020 Online Workshops in 2021), онлайн, 31 мая – 24 июня 2021 года
4. 10-я Международная Конференция о Новых Фронтах в Физике (ICNFP 2021), Крит, Греция, 23 августа – 7 октября 2021 года

Степень достоверности

Статьи [19, 20, 21, 22] были опубликованы в международно признанных изданиях, где прошли процедуру рецензирования.

Личный вклад автора

Все результаты, представляемые в диссертации, получены автором, либо при его непосредственном участии. Весь код на языке C++, моделирующий распространение и распад частиц Новой Физики и используемый во всех главах, а во первой главе используемый также для моделирования рождения стерильных нейтрино, написан и оптимизирован автором. Статья [19], лежащая в основе половины результатов, представленных в первой главе, целиком написана автором. Также автор принимал прямое участие в написании текста и подготовке рисунков, предоставленных в остальных работах [20, 21, 22], лёгших в основу данной диссертации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и приложения. Объем работы составляет 135 страниц, включая 40 рисунков и 12 таблиц. Список литературы насчитывает 130 наименований.

Во введении обоснована актуальность постановки вопроса поиска частиц новой физики в экспериментах с пучком на фиксированной мишени и обрисованы общие методы, использующиеся далее для получения предсказаний ограничений тех или иных экспериментов.

Глава 1 посвящена поиску тяжёлых нейтральных лептонов, также называемых стерильными нейтрино. В части 1.2 анализируются перспективы поиска стерильных нейтрино с массами в масштабе ГэВ в строящемся эксперименте DUNE. Эта оценка основана на расчётах, сделанных в статье [19]. Приводит-

ся ожидаемое число распадов стерильных нейтрино в объеме ближнего детектора, поскольку вероятность детектирования продуктов распада стерильного нейтрино сильно зависит от конструкции ближнего детектора, которая ещё не была определена на момент написания статьи. Самые оптимистичные из полученных предсказаний показывают, что соответствующие ограничения значений смешивания могут быть примерно того же порядка, что и предыдущие оценки, сделанные для проекта эксперимента LBNE. Результаты представлены в виде отдельных графиков для смешивания стерильных нейтрино с электронными, мюонными и тау-нейтрино. В целом у DUNE есть хорошие перспективы протестировать большую область ранее неизученной части пространства параметров до того, как к поискам присоединятся новые проекты (типа SHiP). В части 1.3 оценивается интенсивность сигнала стерильных нейтрино, рождаемых в распадах каонов в эксперименте SHiP. Эта оценка основана на статье [20]. Рассматриваются каоны, рождающиеся в адронных ливнях, инициированных ударами пучков протонов с энергией 400 ГэВ из CERN SPS о фиксированную мишень. Для достаточно легкого HNL (когда распады кинематически разрешены) обнаруживается, что распады каонов являются заметно более богатым источником HNL по сравнению с распадами D -мезонов, принятыми в качестве основного сигнала в предыдущих исследованиях феноменологии HNL в SHiP. В частности, можно утверждать, что SHiP будет способен полностью исследовать центральную часть кинематически разрешенной области масс HNL и значений смешивания с электронными и мюонными нейтрино, вплоть до нижней космологической границы. Последняя связана с ограничениями на распады HNL в ранней Вселенной, поскольку обилие продуктов распада HNL вызывало бы подогрев космической плазмы с последующим уничтожением легких ядер, образовавшихся в первичном нуклеосинтезе. Непротиворечивость модели HNL с меньшими значениями смешивания потребовала бы либо иерархии – т.е. гораздо большего смешивания всех HNL с тау-нейтрино, не ограничиваемого в эксперименте – либо нестандартной космологии и новых частиц в секторе HNL,

отличных от предсказаний качельного механизма I типа.

Глава 2 основана на статье [21] и посвящена применению разработанного подхода к другой модели новой физики – лёгким скалярам. В восьмидесятых годах в ЦЕРНе работал эксперимент PS191 с протонным пучком с энергией 19,2 ГэВ на фиксированной мишени, посвященный поиску стерильных нейтрино. Предполагалось, что стерильные нейтрино образуются при распадах слабых мезонов и распадаются в конечные состояния с парами заряженных частиц: электронов и мюонов. В качестве сигнатуры сигнала были приняты два заряженных трека, выходящих из одной и той же точки. Гипотетические лёгкие скаляры, рождающиеся в распадах мезонов и распадающиеся на заряженные частицы Стандартной Модели, могут давать такой же сигнал в детекторе, что и стерильное нейтрино. Поиск стерильных нейтрино в PS191 дал отрицательные результаты, что позволило, используя ту же сигнатуру, получить новые ограничения на легкие скаляры, смешивающиеся с бозоном Хиггса Стандартной Модели. В частности, показано, что ранее разрешенная область масс 100–150 МэВ и смешивания выше 4×10^{-4} закрывается полученными ограничениями. Анализ можно прямо обобщить на теории с другими моделями взаимодействий скаляров с частицами SM.

Глава 3 посвящена поиску стабильных частиц за счёт их взаимодействия с веществом детектора, и основана на статье [22]. Моделируется процесс рождения и детектирования гипотетических миллизаряженных частиц (millicharged particles, MCP) с массой менее ГэВ пучком протонов J-PARC в рамках эксперимента по изучению нейтринных осцилляций T2K и его запланированного преемника эксперимента T2HK. Сосредоточив внимание на области пространства параметров модели, где MCP может дважды провзаимодействовать в веществе ближнего детектора нейтрино, этот процесс принимается в качестве бесфонового сигнала и используется для оценки чувствительности экспериментов T2K и T2HK к MCP. Таким образом получено, что за 10 лет работы может быть исследована ранее недоступная для прямых поисков область зарядов $5 \times 10^{-4} - 10^{-2} e$

и масс МСР 0,1-0,5 ГэВ.

В Заключении подводятся итоги работы и обсуждаются полученные результаты.

В Приложении 3.6 приведен более полный список параметров и формул, использовавшихся в параграфах 1.2 и 1.3.

Глава 1 Перспективы поиска тяжёлых нейтральных лептонов в экспериментах на фиксированной мишени

1.1 Феноменология стерильного нейтрино

Физика за пределами Стандартной Модели (СМ) физики элементарных частиц является одной из наиболее быстро развивающихся областей теоретической физики. Это связано с расхождениями между предсказаниями СМ и некоторыми экспериментальными данными, полученными в последние десятилетия. Например, наблюдаемые явления осцилляций нейтрино, необъяснимые в рамках Стандартной Модели, показывают, что Стандартная Модель не является полной теорией. Одним из способов решения этой проблемы является введение дополнительных тяжёлых нейтральных лептонов, стерильных по отношению к калибровочным взаимодействиям Стандартной Модели $SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ [15, 16, 17] – также нередко называемых *стерильными нейтрино*. С теоретической стороны эту конструкцию можно найти во многих расширениях СМ. Возможно наипростейший, но самодостаточный пример дает модель стерильных нейтрино в рамках механизма качелей I типа [17, 18]:

$$\mathcal{L} = i\bar{N}_I \gamma^\mu \partial_\mu N_I - \left(\frac{1}{2} M_I \bar{N}_I^c N_I + Y_{\alpha I} \bar{L}_\alpha \tilde{H} N_I + h.c. \right), \quad (1)$$

здесь N_I означает стерильные нейтрино, M_I их майорановские массы, а $Y_{\alpha I}$ их юкавские константы связи с лептонными дублетами L_α , $\alpha = e, \mu, \tau$ и с дублетом бозона Хиггса Стандартной Модели ($\tilde{H}_a = \epsilon_{ab} H_b^*$). Когда поле Хиггса приобретает ненулевое вакуумное среднее, это дает смешивание масс для N_I и активных нейтрино ν_α . При диагонализации активные нейтрино приобретают массы (что объясняет осцилляции нейтрино), а массовые состояния HNL смешиваются с активными нейтрино. Если все $M_I \gg 1$ эВ, то перемешивание мало и исход-

ные N_I почти идентичны массовым состояниям HNL. При тех же условиях шкала масс активных нейтрино подавляется смешиванием в квадрате (работает механизм качелей), что может объяснить, почему массы нейтрино намного меньше, чем массы других частиц СМ. Для объяснения осцилляций активных нейтрино необходимо ввести в теорию не менее двух стерильных нейтрино, а в случае, когда все активные нейтрино имеют ненулевые массы – не менее трех. Массы стерильных нейтрино являются свободными параметрами между 1 эВ и 10^{14} ГэВ (последняя шкала относится к пределу возмущений $|Y_{\alpha I}| < 1$), подробнее см. например [23]. Это дает весьма большой диапазон ролей, которые стерильные нейтрино различных масс и значений смешивания могут играть в физике частиц. Конкретная модель может предсказать не одно, а два, три и т. д. состояния HNL в представляющем интерес диапазоне масс. В этом случае параметры смешивания $U_{\alpha I}$ могут быть соответствующим образом ограничены и связаны между собой. В данной работе эта ситуация не рассматривается, но с помощью минимальных изменений полученные результаты могут быть обобщены на подобные случаи. Аналогичным образом можно уточнить ограничения для случая с вырожденными стерильными нейтрино, когда детектор не различает два (три и т. д.) близких по массе состояния. В частности, эта ситуация реализована в ν MSM (см., например, обзор [24]), где два стерильных нейтрино сильно вырождены по массе. Это требуется, чтобы одновременно объяснить два явления: нейтринные осцилляции и барионную асимметрию Вселенной. Параметры смешивания, $|U_{\alpha I}|$, и соответствующие проявления стерильных нейтрино в этом случае специально ограничены [25]. Также, сравнительно лёгкое стерильное нейтрино может служить кандидатом в частицы темной материи [26].

Стратегия поиска стерильных нейтрино сильно зависит от их массы. Если они имеют массу в масштабе ГэВ, то они могут рождаться в распадах тяжелых адронов. Такие стерильные нейтрино можно искать в различных коллайдерных экспериментах. Эксперименты по измерению параметров нейтринных осцилляций также могут служить для обнаружения событий распада стериль-

ных нейтрино. Энергии пучков, а также особенности измерительных процессов, геометрия и взаимное расположение мишени и детектора определяют область пространства параметров стерильных нейтрино, которую можно протестировать в данном эксперименте. Такие эксперименты, как CHARM [27], NuTeV [28], PS191[29], DELPHI [30], ОКА [31], LHCb [32, 33], Belle [33], E949 [34], дают ограничения на смешивание активных нейтрино со стерильными. Многие работающие проекты и предстоящие эксперименты, такие как NA62 [35, 36], SHiP [37], MATHUSLA [38], T2K [39] и DUNE [40, 41, 42, 43] объявляют поиск тяжелых нейтральных лептонов одной из своих целей. Поиск стерильных нейтрино в экспериментах с пучком на фиксированной мишени рассматривался, например, в работах [25, 44]. Процесс поиска можно описать так: пучок протонов бьёт в мишень и производит большое количество тяжелых вторичных мезонов. Из-за смешивания активных нейтрино со стерильными, часть этих мезонов будет производить в своих распадах стерильные нейтрино. Часть этих стерильных нейтрино летит непосредственно к детектору и распадается внутри его объема. Такие распады можно наблюдать.

В этой главе используется чисто феноменологический подход, который гарантирует единый результат, актуальный для различных моделей HNL. В Стандартную модель (СМ) вводится один гипотетический фермион с массой M_N . Фермион является синглетным относительно калибровочной группы СМ, но он смешивается с активными нейтрино (электронным ν_e , мюонным ν_μ или тау-нейтрино ν_τ), что характеризуются безразмерными переменными U_α , $\alpha = e, \mu, \tau$. Рассматривая модели с $|U_\alpha| \ll 1$ и M_N , значительно превышающими масштаб массы активного нейтрино, можно трактовать этот фермион как четвертое массивное нейтрино (что объясняет название параметр смешивания и сам термин *тяжёлый массивный лептон*), но не как нейтрино гипотетического четвертого поколения СМ (что объясняет альтернативное название *стерильное нейтрино*).

С феноменологической точки зрения, в модели действительно имеется тя-

желое нейтрино, участвующее во всех слабых процессах (если это разрешено кинематически), но с эффективной калибровочной константой слабой связи, умноженной на соответствующий параметр U_α . Это характеризует как рождение HNL, так и его распад. В отсутствие каких-либо других взаимодействий, этот фермион является примером мало взаимодействующей частицы.

1.2 Поиск массивного стерильного нейтрино в эксперименте DUNE

Проект LBNE предоставил свою оценку смешивания активных и стерильных нейтрино, перемасштабировав результаты существовавших на тот момент экспериментальных данных с использованием предполагаемых параметров эксперимента LBNE в своем отчете о проекте [45]. Проект DUNE унаследовал эту оценку как свои собственные предсказания чувствительности к смешиванию активных и стерильных нейтрино без учёта изменений ряда особенностей эксперимента, в том числе таких важных, как, например, длина ближнего детектора. В статье [19] впервые была сделана обновленная оценка ограничений смешивания с учётом этих факторов. С тех пор эта тематика активно поднималась в литературе (см., например, статью [46] и ссылки в ней). Приведенный здесь анализ основывается на актуальной на момент написания статьи [19] предполагаемой конструкции ближнего детектора DUNE [40, 41, 42, 43]. Поскольку я не располагал необходимой информацией об устройстве ближнего детектора, я не мог дать осознанную оценку количества фоновых событий. В связи с этим, результаты были приведены в виде изоконтуров для ожидаемого числа распадов тяжелых нейтральных лептонов внутри объема детектора в плоскости $M_N - |U|^2$ (масса стерильного нейтрино – квадрат угла смешивания), таким образом оставляя за рамками рассмотрения вопросы эффективности экспериментального детектирования. Также были приведены некоторые идеи относительно того, какие процессы могут служить фоном для сигнала стерильных нейтрино, а также

несколько гипотетических способов улучшить отношение сигнала к фону.

1.2.1 Эксперимент DUNE

Основной целью DUNE является измерение параметров активных нейтрино с высокой точностью [40, 41, 42, 43]. Это будет достигнуто за счет создания очень интенсивного потока высокоэнергетических нейтрино. Идея эксперимента заключается в следующем: пучок протонов высокой энергии (до 120 ГэВ) попадает в мишень, образуя большое количество вторичных частиц (в основном пионов и каонов), которые в своих распадах создают поток нейтрино. Чтобы обеспечить достаточное пространство для распада вторичных частиц, за мишенью планируется установить трубу-распадный объем длиной 221 м и диаметром 4 м. В конце трубы будет размещен поглотитель для уменьшения фона от мюонов. Кроме того, пространство между распадным объемом и детектором заполнено природным камнем. Результирующий поток нейтрино направляется на Ближний Детектор на расстоянии 574 м от цели и далее на Дальний Детектор на расстоянии 1300 км, что открывает большие перспективы для измерения параметров активных нейтрино. Важные свойства предполагаемого пучка протонов перечислены в табл. 1. Геометрические размеры перечислены в табл. 2.

Энергия протонного пучка	120 ГэВ
Длительность соударения пучка	1.0×10^{-5} сек
Число столкновений протонов с мишенью в год	1.1×10^{21}
Длительность цикла	1.2 сек

Таблица 1: Свойства протонного пучка [42].

Поскольку Ближний Детектор расположен на существенном расстоянии от мишени, можно заметить, что, по сравнению с активным нейтрино, стерильному нейтрино требуется больше времени, чтобы долететь до детектора. Однако очевидно, что эта разница существенно меньше чем полное время пролёта ак-

Расстояние от мишени до Ближнего Детектора L	574 м
Длина трубы распадного объема $l_{decay\ pipe}$	194 м
Радиус трубы распадного объема $r_{decay\ pipe}$	2 м
Предполагаемые размеры Ближнего Детектора $\Delta l \times \Delta h \times \Delta h$ [43]	6.4 м \times 3.5 м \times 3.5 м

Таблица 2: Геометрические размеры [42].

тивного нейтрино от мишени до детектора $t_\nu \approx \frac{574\text{м}}{3 \times 10^8\text{м/сек}} = 1.91 \mu\text{сек}$. Более того, время пролёта само по себе значительно меньше длительности соударения пучка $\tau = 10\mu\text{с}$. Различие во времени прибытия можно заметить, и, тем самым, выделить сигнал стерильного нейтрино, только если оно прибыло в детектор после момента прилета последнего активного нейтрино из сгустка. Иными словами, все активные нейтрино сгустка, рожденные в одном и том же столкновении пучка протонов, должны уже пролететь сквозь детектор, а нейтрино следующего сгустка должны либо ещё не родиться, либо не успеть долететь до детектора. Очевидно, что такое событие будет выделяться на фоне остальных и, по сути, являться бесфоновым. Оценим с какой вероятностью стерильное нейтрино будет соответствовать данному *временному* критерию отбора.

Учитывая крайне малую вероятность рождения стерильного нейтрино, можно без ограничения общности рассматривать только те удары пучков о мишень, в которых родилось одно стерильное нейтрино. Учитывая протяженность пучка, невозможно предсказать в какой именно момент времени на его протяжении стерильное нейтрино может родиться, что вносит неопределенность в определение времени прилёта. В первом приближении можно считать, что вероятность родить стерильное нейтрино равномерно распределена по всему отрезку от 0 до τ . Дальше нужно учесть тот фактор, что часть стерильных нейтрино может быть нерелятивистской, и для них время, необходимое чтобы преодолеть расстояние от мишени до детектора, может быть значительно выше, чем

для активных нейтрино. Это приводит к условию временного обрезания для стерильного нейтрино со скоростью v_N : $t_0 + \frac{L}{v_N} > \tau + \frac{L}{c}$. Таким образом, низкоэнергичные стерильные нейтрино и нейтрино, рождённые под конец столкновения пучка с мишенью, потенциально могут выделяться своим временем прибытия по сравнению с сигналом активных нейтрино. Для начала, временное обрезание может быть применимо ко всем стерильным нейтрино с массой M_N и импульсом $p < \frac{L}{\sqrt{(L+c\tau)^2-L^2}} M_N$. Вероятность того, что стерильное нейтрино с большим импульсом будет удовлетворять условиям временного обрезания, будет: $P = \frac{L}{c\tau} \left(\sqrt{1 + \frac{M_N^2}{p^2}} - 1 \right)$. Учитывая используемое далее распределение импульса, можно получить что менее чем 0.1% стерильных нейтрино, летящих по направлению на детектор, удовлетворяют этому критерию. Таким образом, в подавляющем большинстве случаев время прибытия стерильных нейтрино будет перекрываться временем прибытия активных нейтрино, которые будут служить нежелательным фоном для поисков сигнала распада стерильных нейтрино. Также здесь не рассматривается задержка, вызванная тем фактом, что и активные, и (достаточно лёгкие) стерильные нейтрино могут рождаться в распадах долгоживущих частиц, таких как каоны и пионы. Эти мезоны имеют существенную массу, а значит могут быть нерелятивистскими, что дополнительно “размывает” время прибытия и делает полученную оценку консервативной. Подводя итог, можно заявить, что временное обрезание не предоставляется реалистично применимым для поиска стерильных нейтрино в Ближнем Детекторе. Стоит отметить, что при изменении технических параметров в будущем вопрос временного обрезания может снова стать актуальным, если, например, можно будет добиться конфигурации пучка со значительно меньшим временем столкновения.

Дальний Детектор попросту находится слишком далеко от мишени, чтобы обеспечить необходимое для детектирования число событий распада стерильного нейтрино в области детектора за сколь-нибудь разумное время.

1.2.2 Моделирование эксперимента

Предполагается, что стерильные нейтрино рождаются в распадах вторичных мезонов, в свою очередь рождаемых в столкновении 120 ГэВ-ного пучка протонов с мишенью. Для дальнейшего анализа крайне важно оценить спектр энергии и импульсов стерильных нейтрино. Эти спектры тесно связаны со спектрами энергии импульсов вторичных мезонов. В дальнейшем, как правило, продольная компонента импульса, направленная вдоль оси распространения пучка, и перпендикулярная ей поперечная компонента будут рассматриваться отдельно.

В рамках исследования перспектив поиска стерильных нейтрино в эксперименте DUNE в этом параграфе бралась феноменологическая оценка. Для других экспериментов, с целью улучшения этого аспекта поиска, каскад вторичных частиц моделировался с помощью GEANT4. В статье [25] было показано, что число dN_H тяжелых мезонов пропорционально дифференциальным сечениям $d\sigma_H$ прямого рождения соответствующих мезонов:

$$\frac{dN_H}{dp_{H_L} dp_{H_T}^2} \propto \frac{d\sigma_H}{dp_{H_L} dp_{H_T}^2}. \quad (2)$$

Распределение продольного импульса вторичных мезонов может быть получено из экспериментальных данных, параметры аппроксимации которой значительно зависят от энергии пучка.

Следуя принятому в литературе [47, 48] приближению для распределения по продольному импульсу p_{H_L} дифференциального сечения $d\sigma_H$, использовалась следующая формула:

$$\frac{d\sigma_H}{dx_F} \propto (1 - x_F)^c, \quad x_F = \frac{p_{H_L}}{p_{H_L}^{max}}, \quad (3)$$

где взято $c = 3$ как феноменологическая оценка для представляющей интерес энергии пучка 120 ГэВ (см. [25]).

Распределение поперечного импульса вторичных мезонов сильно зависит от деталей адронизации [25]. Обычно они аппроксимируются функцией фрагментации $D(z)$. Взято распределение РҮТНІА, т.е. функция фрагментации Лунда [49]:

$$D(z) = \frac{(1-z)^a}{z^{1+r_Q b m_Q^2}} \exp\left(-\frac{b}{z}(M_H^2 + p_{HT}^2)\right), \quad (4)$$

где z представляет собой часть импульса адрона p_H , которую несет тяжелый кварк p_Q . Значения параметров, которые используются в данной работе, равны $a = 0.68, b = 0.98 \text{ ГэВ}^{-2}, r_s = 0, r_c = 1.32, r_b = 0.855$ [49]. Массы тяжелых кварков $m_c = 1.275 \text{ ГэВ}, m_b = 4.18 \text{ ГэВ}$ [50]. Полученное распределение вторичных мезонов по поперечному импульсу выглядит следующим образом:

$$\frac{d\sigma_H}{dp_{HT}^2} \propto \int_0^1 dz \frac{(1-z)^a}{z^{1+r_Q b m_Q^2}} \exp\left(-\frac{b}{z}(M_H^2 + p_{HT}^2)\right). \quad (5)$$

Конкретные мезоны имеют разные шансы быть рожденными в различных экспериментах. Есть два важных фактора: количество кварков соответствующего типа χ_q , рождаемых во взаимодействиях первичного пучка с мишенью, и доля конкретного канала в адронизации кварков $Br(q \rightarrow H\dots)$. После ряда упрощений уравнение (2) преобразуется к следующему виду [25]:

$$N_H = N_{POT} \times M_{pp} \times \chi_q \times Br(q \rightarrow H), \quad (6)$$

где N_H — число вторичных адронов, а N_{POT} — общее число “протонов на мишени” (отождествляемое с общим числом взаимодействий протонов в тонкой мишени). M_{pp} — кратность реакции, т. е. число адронов, образующихся при взаимодействии первичных протонов с мишенью. За исключением К-мезонов эта величина равна единице $M_{pp} = 1$ для всех рассматриваемых мезонов, поскольку для них малость выхода уже учтена в χ_q . Для К-мезонов значение $M_{pp} > 1$ зависит от энергии первичного пучка: для $E = 120 \text{ ГэВ}$ [25] взято

$M_{pp}(K) = 11$. Для χ_q взяты следующие значения [51]:

$$\chi_s \equiv \frac{\sigma_{pp \rightarrow s}}{\sigma_{pp \text{total}}} = \frac{1}{7}, \quad \chi_c \equiv \frac{\sigma_{pp \rightarrow c}}{\sigma_{pp \text{total}}} = 10^{-4}, \quad \chi_b \equiv \frac{\sigma_{pp \rightarrow b}}{\sigma_{pp \text{total}}} = 10^{-10}. \quad (7)$$

Для доли образования s -кварка берётся [25]:

$$Br(s \rightarrow K^-) = Br(s \rightarrow K_L^0) = Br(s \rightarrow K_S^0) = 1/3. \quad (8)$$

Для доли образования c -кварка берётся [37]:

$$Br(c \rightarrow D^+) = 0.207, \quad Br(c \rightarrow D^0) = 0.632, \quad Br(c \rightarrow D_s^+) = 0.088. \quad (9)$$

Для доли образования b -кварка берётся [50]:

$$Br(b \rightarrow B^+) = Br(b \rightarrow B^0) = 0.405, \quad Br(b \rightarrow B_s^0) = 0.101. \quad (10)$$

Доля образования $Br(b \rightarrow B_c^+)$ была измерена только на энергиях БАК, где она принимает значения порядка 10^{-3} [52]. Она не измерена на представляющих в данной работе интерес энергиях, поэтому для оценки берётся:

$$Br(b \rightarrow B_c^+) = 10^{-3}. \quad (11)$$

Доли образования стерильных нейтрино от различных мезонов, а также моды распада стерильных нейтрино перечислены в Приложении 3.6. Отметим, что большинство из упомянутых в нем процессов не дают серьезного вклада в представляющем интерес диапазоне масс. Чтобы определить это, был посчитан вклад каждого процесса в суммарное количество рожденных стерильных нейтрино. Процесс не учитывался, если его вклад оказывался меньше 1% во всем рассматриваемом диапазоне масс. Таким образом были сочтены незначительными следующие процессы: $K_S^0 \rightarrow \pi^+ l^- N$, $B^- \rightarrow \pi^0 l^- N$, $B^0 \rightarrow \pi^+ l^- N$,

$B_s^0 \rightarrow K^+ l^- N$, $B^0 \rightarrow \rho^+ l^- N$, $B^- \rightarrow \rho^0 l^- N$, $B_s^0 \rightarrow K^{*+} l^- N$. Отметим, что для случая смешивания только с тау-нейтрино D_s и более тяжёлые мезоны могут в своих распадах кинематически родить одновременно и стерильное нейтрино, и таон (если $M_H > M_\tau + M_N$).

1.2.3 Алгоритм построения ограничений

Требуется, чтобы детектор обнаруживал сигналы распада стерильных нейтрино и отличал их от фона. Главный вопрос: насколько малой может быть величина $|U^2|$, чтобы детектор всё ещё был в состоянии её обнаружить? Ответ на этот вопрос сильно зависит от конфигурации детектора, его эффективности и используемых методов снижения фона. Поскольку ничего из вышперечисленного не удалось установить, вместо полноценных ограничений было решено привести лишь изоконтуры для числа ожидаемых распадов тяжелых нейтрино $N_{detector}$ внутри объема детектора, в плоскости $M_N - |U|^2$. Было проведено сканирование значения M_N с шагом 20 МэВ, начиная с массы $M_N = 140$ МэВ. По мере увеличения значения M_N в конечном итоге достигается значение, при котором прогнозируемое число ожидаемых распадов тяжелых нейтрино становится меньше заданного значения $N_{detector}$ для конкретного изоконтур. Сканирование прерывается на этом значении массы.

Сперва вычисляется функция распределения энергии в каждом процессе в соответствии с уравнениями (84), (85) в Приложении. Заметим, что энергия высчитывается в системе покоя распадающегося мезона H . Затем вычисляется среднее время жизни стерильного нейтрино $\tau_N = \frac{1}{\sum \Gamma(N \rightarrow \dots)}$ в соответствии с уравнениями (77) – (83).

После этого случайным образом выбирается один из процессов, где используется соответствующий вес $\chi_q \times Br(q \rightarrow H) \times Br(H \rightarrow N\dots)$ в соответствии с формулами (84), (85), (91), (93) – (95) и значения (7) – (11). Следующие распады оказываются значительны: $K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- N$, $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N$, $D^0 \rightarrow K^+ l^- N$, $D^+ \rightarrow K^0 l^+ N$, $D^0 \rightarrow \pi^+ l^- N$, $D^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N$, $D_s^+ \rightarrow \eta^0 l^+ N$, $B^+ \rightarrow D^0 l^+ N$, $B^0 \rightarrow$

D^+l^-N , $D^0 \rightarrow K^{*+}l^-N$, $D^+ \rightarrow K^{0*}l^+N$, $B^0 \rightarrow D^{*+}l^-N$, $B^+ \rightarrow D^{0*}l^+N$, $B_s^0 \rightarrow D_s^+l^-N$, $B_s^0 \rightarrow D_s^{*+}l^-N$. Заметим, что тяжёлые мезоны в своих распадах порождают сравнительно лёгкие мезоны, которые в свою очередь могут распадаться с рождением стерильных нейтрино. Тем не менее, этими процессами можно пренебречь, поскольку их количество на несколько порядков меньше числа этого же типа лёгких мезонов, производимых в первичных столкновениях протонов с мишенью, как можно увидеть в формулах (6), (7).

Значение E_N также выбирается случайным образом в соответствии с ранее вычисленным распределением, отвечающим выбранному процессу. Значения p_{H_L}, p_{H_T} случайно выбираются из распределений, описываемых (2), (3), после чего вычисляются $p_H^2 = p_{H_L}^2 + p_{H_T}^2$.

В системе покоя H нет выделенного направления, поэтому направление импульса стерильного нейтрино $p = \{p_x, p_y, p_z\}$ также выбирается случайно. Его абсолютное значение равно $p = \sqrt{E_N^2 - M_N^2}$. Затем производится лоренц-буст и получаем значение импульса стерильного нейтрино в лабораторной системе отсчёта p_N . Мишень выбирается в качестве точки отсчёта координат, ось z откладывается в направлении на детектор. Так как процесс детектирования каждого стерильного нейтрино моделируется независимо, для простоты вычислений оси x, y направляются таким образом, что $p_{H_L} \equiv p_{H_z}, p_{H_T} \equiv p_{H_x}, p_{H_y} = 0$. Схематическое изображение процесса детектирования представлено на Рис. 1. Таким образом, продольная и поперечные компоненты импульса стерильного нейтрино в лабораторной системе отсчёта получаются:

$$p_{N_x} = -\frac{E_N}{M_H}p_{H_T} - p_z\sqrt{1 + \frac{p_H^2}{M_H^2}\frac{p_{H_T}}{p_H}} + p_x\frac{p_{H_L}}{p_H}, \quad (12)$$

$$p_{N_y} = p_y, \quad (13)$$

$$p_{N_z} = \frac{E_N}{M_H}p_{H_L} + p_z\sqrt{1 + \frac{p_H^2}{M_H^2}\frac{p_{H_L}}{p_H}} + p_x\frac{p_{H_T}}{p_H} \equiv p_{N_L}. \quad (14)$$

Заметим, что согласно (14) если скорость распадающегося мезона в лабо-

раторной системе отсчёта $v_{H_{lab}} = \frac{p_H}{E_H}$ меньше продольной скорости стерильного нейтрино в системе покоя мезона $v_{N_{LH}} = \frac{p_z}{E_N}$, $v_{H_{lab}} < v_{N_{LH}}$, то возможно, что $p_{N_z} < 0$, т.е. что стерильное нейтрино летит в направлении, противоположном детектору. Очевидно, такие стерильные нейтрино не будут обнаружены.

После того как пучок протонов бьет по мишени, образующиеся вторичные частицы, перед тем как распасться, успевают отлететь на некоторое расстояние от мишени. Расстояние, которое мезон H успевает пролететь вдоль оси пучка в распадном объеме до момента распада t_H , вычисляется как $z_H = \frac{p_{H_L}}{M_H} t_H$, а отклонение от оси в этот момент составляет $x_H = \frac{p_{H_T}}{M_H} t_H$. Здесь $t = 0$ означает момент, когда пучок протонов бьет в мишень. Очевидно, для короткоживущих мезонов $t_H \sim 0$, $z_H \sim 0$, $x_H \sim 0$. Так или иначе, в момент рождения стерильного нейтрино, его координаты соответствуют координатам родительского мезона в момент распада $x_N(t_H) = x_H$, $y_N(t_H) = 0$, $z_N(t_H) = z_H$. Одним из критериев распада стерильного нейтрино в объеме детектора является требование нейтрино распасться после того как оно влетело в детектор, но до того как оно из него вылетело: $L < z_N(t_H + \Delta t) < L + \Delta l$. Здесь L – расстояние от мишени до детектора, Δl – эффективная длина детектора, $\Delta t = \frac{M_N}{p_{N_L}}(L - z_H)$ – время, необходимое стерильному нейтрино для того чтобы пройти расстояние $L - z_H$. Так как $\Delta l \ll L$, то можно просто взять $z_N(t_H + \Delta t) = L$. Другие координаты стерильного нейтрино x_N, y_N могут быть выражены как:

$$x_N = \frac{p_{H_T}}{M_H} t_H + \frac{p_{N_x}}{p_{N_z}} \left(L - \frac{p_{H_L}}{M_H} t_H \right), \quad (15)$$

$$y_N = \frac{p_{N_y}}{p_{N_z}} \left(L - \frac{p_{H_L}}{M_H} t_H \right). \quad (16)$$

В рамках проведенного моделирования для случая детектора на оси, предполагается, что число стерильных нейтрино, летящих в направлении детектора, равно числу стерильных нейтрино, для которых выполняется следующее усло-

вие:

$$\sqrt{x_N^2 + y_N^2} < \frac{\Delta h}{2}. \quad (17)$$

Здесь Δh это поперечный размер (ширина или высота) детектора.

Уравнение (17) означает, что стерильные нейтрино не будут лететь в направлении детектора, если они слишком сильно отклонятся от оси z . Для короткоживущих мезонов $t_H \sim 0$, $z_H \sim 0$ это уравнение (17) можно упростить до:

$$\frac{p_{N_T}}{p_{N_L}} < \frac{\Delta h}{2L}, \quad (18)$$

где $p_{N_T} = \sqrt{p_{N_x}^2 + p_{N_y}^2}$ это поперечный импульс стерильного нейтрино.

Другой случайной величиной является момент распада мезона H . Вероятность распада мезона H до момента t_H в системе покоя мезона равна:

$$P(t_H) = 1 - \exp\left(-\frac{t_H}{\tau_H}\right), \quad (19)$$

где τ_H — среднее время жизни мезона. Выберем t_H в соответствии с формулой (19). Для долгоживущих мезонов (каонов) есть дополнительное замечание: если длина пути каона в продольном направлении z_H превышает длину трубки распада $l_{decay\ pipe}$, $z_H > l_{decay\ pipe}$, тогда каон достигает поглотителя. Похожим образом, если поперечное отклонение каона $x_H = \frac{p_{N_T}}{M_H} t_H$ превысит радиус распадного объема $r_{decay\ pipe}$, $x_H > r_{decay\ pipe}$, то он сталкивается со стенками распадного объема. Когда каон попадает таким образом в вещество, он взаимодействует с ним и быстро теряет энергию. В момент своего распада он практически останавливается. Из уравнений (15) – (18) очевидно, что стерильные нейтрино, рождаемые в распадах таких каонов, не могут быть релятивистскими и имеют очень малую вероятность достичь детектора, находящегося в сотне метров от места распада. По этой причине в рамках данного исследования вклад таких каонов считается пренебрежимо малым: когда в моделировании каон достигает поглотителя или ударяется о стенки, он исключается из дальнейшего рассмот-

рения.

Для набора статистики процесс рождения и пролёта нейтрино моделируется много раз (берется $\mathcal{N}_{total} = 10^7$ итераций) для каждого родительского мезона, и учитываются только те события, которые удовлетворяют критерию (17). В результате получается число стерильных нейтрино $\mathcal{N}_{forward}$, летящих в направлении детектора. Из него находится геометрический фактор, т.е. доля стерильных нейтрино ζ_N , которая летит к детектору:

$$\zeta_N = \frac{4}{\pi} \frac{\mathcal{N}_{forward}}{\mathcal{N}_{total}}. \quad (20)$$

Здесь добавлен коэффициент $\frac{4}{\pi}$, призванный учесть тот факт, что фронтальная поверхность детектора представляет собой квадрат, а не окружность, как предполагалось в уравнении (17).

Также в этом моменте моделирования находится результирующее распределение $f_1(p_{N_L})$ продольного импульса p_{N_L} стерильных нейтрино, летящих в направлении детектора, $\int f_1(p_{N_L}) dp_{N_L} = 1$. Отметим, что для смешивания стерильных нейтрино с тау-нейтрино становятся важными трехстадийные процессы, когда тяжелые мезоны распадаются с образованием таонов, а стерильные нейтрино рождаются при распаде таонов. Этот случай более подробно рассмотрен в Приложении.

Последнее искомое распределение — это распределение $f_2(z_H, p_{N_L})$ пройденного каоном продольного расстояния z_H , $\int f_2(z_H, p_{N_L}) dz_H = 1$, которое необходимо учитывать для стерильных нейтрино, образующихся при распаде каона. Общее число образовавшихся в эксперименте стерильных нейтрино N_N зависит от числа мезонов каждого типа N_H (см. формулу (6)), рожденных в мишени, и вероятности образования ими стерильного нейтрино $Br(H \rightarrow N\dots)$ (см. приложение 0.3). Объединяя все факторы, получается итоговое выражение для

полного числа родившихся стерильных нейтрино:

$$N_N = N_{POT} \times \sum_{q,H} M_{pp}(H) \chi_q Br(q \rightarrow H) Br(H \rightarrow N\dots). \quad (21)$$

Вероятность распада стерильного нейтрино за время t_N после его рождения в системе покоя стерильного нейтрино описывается тем же самым законом (19), где мезон H заменяется на стерильное нейтрино N :

$$P(t_N) = 1 - \exp\left(-\frac{t_N}{\tau_N}\right), \quad (22)$$

здесь $\tau_N = \frac{1}{\sum \Gamma(N \rightarrow \dots)}$ – время жизни стерильного нейтрино (см. уравнения (77) – (83) в Приложении). Отметим, что некоторые способы обрезания нежелательных фонов подразумевают рассматривание лишь определенных каналов распада, и в таком случае в формуле (22) нужно учитывать только эти каналы.

В лабораторной системе отсчёта стерильное нейтрино с массой M_N и продольным импульсом p_{N_L} проходит расстояние $l_N = \frac{p_{N_L}}{M_N} t_N$ вдоль оси распространения пучка перед распадом в момент времени t_N . Снова отметим тот факт, что для стерильных нейтрино, рождаемых в распадах каонов, также необходимо учитывать расстояние $z_H = \frac{p_{H_L}}{M_H} t_H$, которое те успевают пройти в распадном объеме. Вероятность распада стерильного нейтрино в видимой моде в интервале $L < z_H + l_N < L + \Delta l$:

$$P(L < z_H + l_N < L + \Delta l) = \exp\left(-\frac{L - z_H}{\tau_N} \frac{M_N}{p_{N_L}}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta l}{\tau'_N} \frac{M_N}{p_{N_L}}\right)\right). \quad (23)$$

Здесь $(\tau'_N)^{-1}$ это сумма ширин всех видимых мод распада стерильных нейтрино (77) – (83), т.е. всех мод, кроме канала распада в три нейтрино (81). Если нужно рассматривать только некоторые специфические моды распада, например, для применения какого-либо обрезания фона, то в $(\tau'_N)^{-1}$ необходимо учитывать только эти моды.

Для учета распределения импульса стерильных нейтрино p_{N_L} и распределения длины пробега каонов z_H , результирующее значение вероятности распада стерильных нейтрино в объеме детектора имеет вид:

$$P = \int_0^{p_{N_L}^{max}} dp_{N_L} f_1(p_{N_L}) \int_0^{l_{decay\ pipe}} dz_H f_2(z_H, p_{N_L}) P(L < z_H + l_N < L + \Delta l). \quad (24)$$

Число стерильных нейтрино $N_{detector}$ которые распадаются с вероятностью P в детекторе длиной Δl может быть выражено следующим образом:

$$N_{detector} = N_N \cdot \zeta_N \cdot P, \quad (25)$$

где N_N это полное число стерильных нейтрино, а ζ_N это геометрический фактор, отражающий долю стерильных нейтрино, летящих в сторону детектора. Для стерильных нейтрино с фиксированной массой и смешиванием, формула (26) дает полное число распадов стерильных нейтрино внутри объема детектора. Время жизни стерильного нейтрино зависит от смешивания как $\tau_N = T_N |U|^{-2}$, где численный коэффициент T_N не зависит от $|U|^2$ (см. уравнения (77) – (83)). Таким же образом $\tau'_N = T'_N |U|^{-2}$, где численный коэффициент T'_N также не зависит от $|U|^2$. Число родившихся нейтрино зависит от смешивания следующим образом: $N_N = \mathcal{N}_N |U|^2$, где опять таки можно выделить коэффициент \mathcal{N}_N который не зависит от $|U|^2$ (см. формулы (21) и Eqs. (84), (85), (91), (93) – (95)).

Итого для фиксированного значения $N_{detector}$ изоконтур состоит из значений $M_N, |U|^2$ удовлетворяющих уравнению:

$$N_{detector} = |U|^2 \mathcal{N}_N \zeta_N \int_0^{p_{N_L}^{max}} dp_{N_L} f_1(p_{N_L}) \int_0^{l_{decay\ pipe}} dz_H f_2(z_H, p_{N_L}) \times \\ \times \exp\left(-\frac{L - z_H}{T_N} \frac{M_N}{p_{N_L}} |U|^2\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta l}{T'_N} \frac{M_N}{p_{N_L}} |U|^2\right)\right). \quad (26)$$

Если время жизни стерильного нейтрино достаточно велико $\tau_N \gg (L -$

$z_H) \frac{M_N}{p_{N_L}}$, то уравнение (23) можно переписать в более простом виде:

$$P_1 (L < z_H + l_N < L + \Delta l) \approx \frac{\Delta l}{T'_N} \frac{M_N}{p_{N_L}} |U|^2. \quad (27)$$

В этом случае стерильные нейтрино с очень малой вероятностью распадаются до того, как они долетают до детектора, хотя и в объеме детектора они также распадаются с крайне малой вероятностью. Из уравнения (26) видно, что $N_{detector} = I \times |U|^4$, где численный коэффициент I не зависит от $|U|^2$. Объединяя все эти факторы, получается, что когда $|U|^2 \ll \frac{T_N}{L-z_H} \frac{p_{N_L}}{M_N}$, для изоконтур отвечающего фиксированному значению $N_{detector}$, уравнение (26) может быть переписано следующим образом:

$$|U|^2 = \sqrt{\frac{N_{detector}}{I}}. \quad (28)$$

Другое важное приближение уравнения (23) получается для $\tau'_N \ll \Delta l \frac{M_N}{p_{N_L}}$:

$$P_2 (L < z_H + l_N < L + \Delta l) \approx \exp\left(-\frac{L - z_H}{\tau_N} \frac{M_N}{p_{N_L}}\right). \quad (29)$$

В этом случае почти все рожденные стерильные нейтрино распадаются до того, как они достигают детектора, а та малая часть что долетает до него, практически полностью распадается в объеме детектора. Таким образом, изоконтур для значения $N_{detector}$ состоит из значений $M_N, |U|^2$, для которых выполняется следующее уравнение:

$$N_{detector} = |U|^2 \mathcal{N}_N \zeta_N \int_0^{p_{N_L}^{max}} dp_{N_L} f_1(p_{N_L}) \times \\ \times \int_0^{l_{decay\ pipe}} dz_H f_2(z_H, p_{N_L}) \exp\left(-\frac{L - z_H}{T_N} \frac{M_N}{p_{N_L}} |U|^2\right). \quad (30)$$

Для фиксированного значения M_N полученные изоконтур представляют из себя два значения $|U|^2$, которые, для большинства представляющих интерес

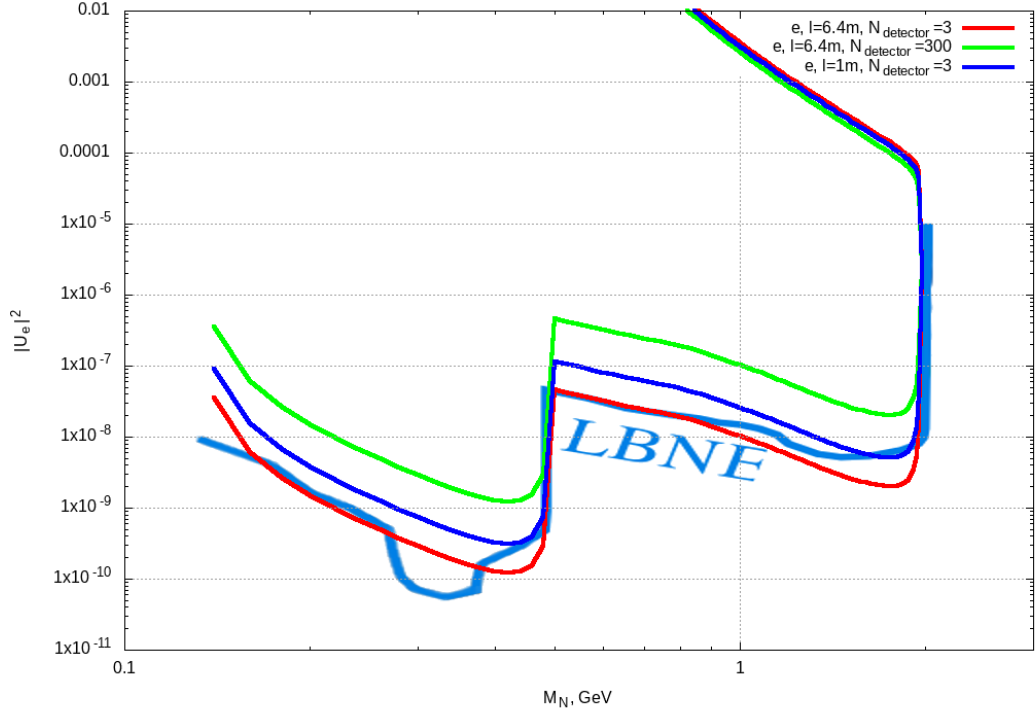


Рис. 2: Число ожидаемых распадов стерильных нейтрино в объеме детектора в плоскости $M_N - |U|^2$ для случая смешивания с электронным нейтрино. Линия LBNE (синева-серая) – это предыдущая оценка чувствительности [45]. Красная линия – это наша оценка для $\Delta l = 6.4$ м и $N_{detector} = 3$. Синяя линия – это наша оценка для $\Delta l = 1.0$ м и $N_{detector} = 3$. Зелёная линия – это наша оценка для $\Delta l = 6.4$ м и $N_{detector} = 300$.

значений масс, хорошо описываются приведенными выше приближениями, но для достаточно больших значений M_N условия приближений перестают выполняться, и уравнение (26) нужно использовать как есть.

1.2.4 Результаты

Свойства пучка и геометрические размеры берутся в соответствии со статьями [40, 41, 42, 43]: $N_{POT} = 1.1 \times 10^{22}$ (это число соответствует полному ожидаемому числу столкновений протонов с мишенью в течение десяти лет), $\Delta h = 3.5$ м, $L = 574$ м, $l_{decaypipe} = 194$ м, $r_{decaypipe} = 2$ м, см. Таблицы 1, 2.

Для простоты в анализе варьируются только два параметра: эффективная длина детектора Δl и число распадов $N_{detector}$ стерильных нейтрино внутри объема детектора. В идеальной ситуации, когда совершенно отсутствуют фоновые

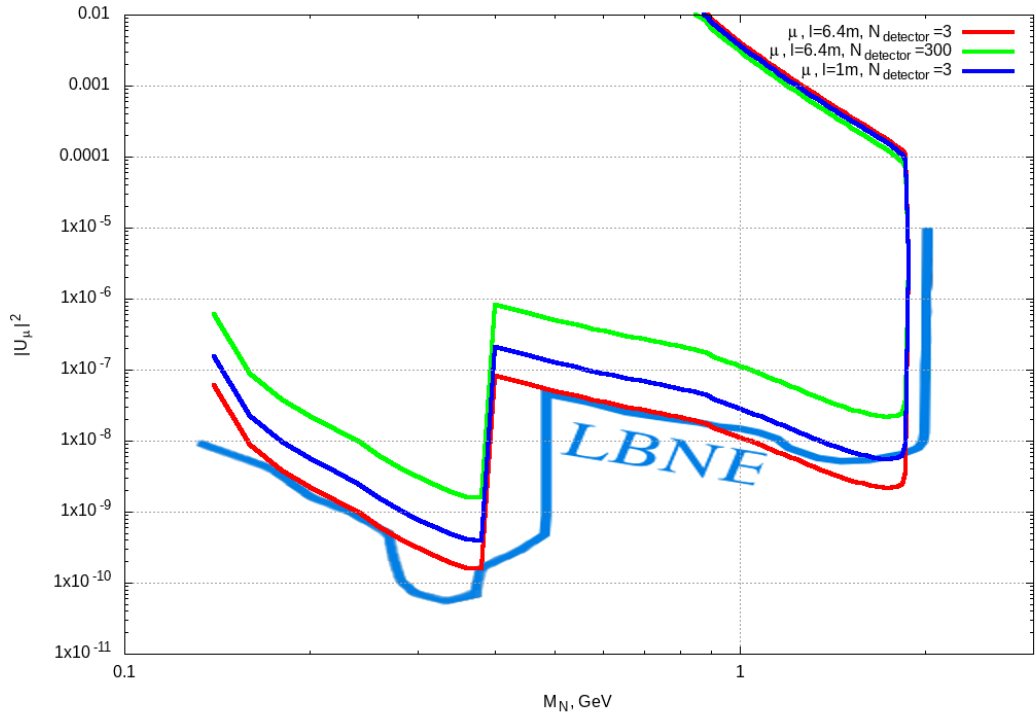


Рис. 3: Число ожидаемых распадов стерильных нейтрино в объеме детектора в плоскости $M_N - |U|^2$ для случая смешивания с мюонным нейтрино. Линия LBNE (синевато-серая) – это предыдущая оценка чувствительности [45]. Красная линия – это наша оценка для $\Delta l = 6.4$ м и $N_{detector} = 3$. Синяя линия – это наша оценка для $\Delta l = 1.0$ м и $N_{detector} = 3$. Зелёная линия – это наша оценка для $\Delta l = 6.4$ м и $N_{detector} = 300$.

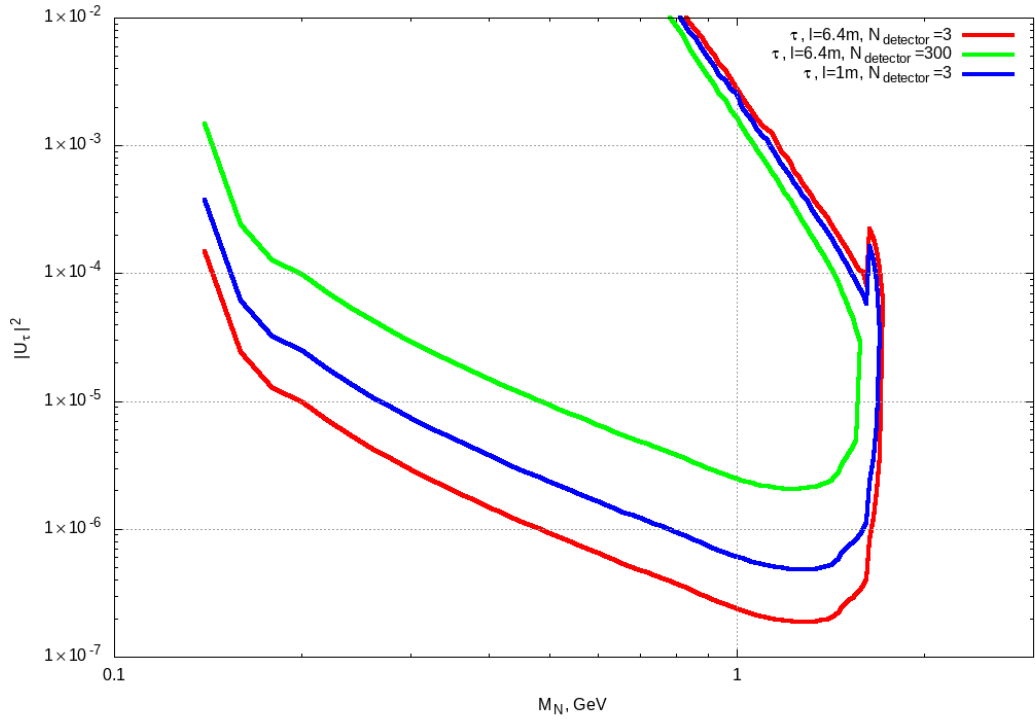


Рис. 4: Число ожидаемых распадов стерильных нейтрино в объеме детектора в плоскости $M_N - |U|^2$ для случая смешивания с тау-нейтрино. Линия LBNE (синевато-серая) – это предыдущая оценка чувствительности [45]. Красная линия – это наша оценка для $\Delta l = 6.4$ м и $N_{detector} = 3$. Синяя линия – это наша оценка для $\Delta l = 1.0$ м и $N_{detector} = 3$. Зелёная линия – это наша оценка для $\Delta l = 6.4$ м и $N_{detector} = 300$. Небольшая особенность на значении массы $M_N = 1.63$ ГэВ вызвана исчезновением канала $\tau \rightarrow \pi N$, который для является основным каналом рождения стерильных нейтрино меньших масс.

события, предполагается, согласно распределению Пуассона, что $N_{detector} = 3$ должно быть достаточно, чтобы поставить ограничение с 95% CL – что позволило бы объявить об открытии тяжелых стерильных нейтрино. К сожалению, отсутствие фона активных нейтринных событий не является реалистичным предположением для ближнего детектора DUNE. Основная цель Ближнего детектора — изучение потока активных нейтрино. Поэтому детектор будет спроектирован таким образом, чтобы увеличить вероятность взаимодействия активных нейтрино внутри детектора. С точки зрения поиска стерильных нейтрино такие взаимодействия будут служить фоном. Все вопросы экспериментальной эффективности регистрации и эффектов реконструкции опускаются и результаты представляются в виде изоконтуров для числа ожидаемых распадов тяжелых нейтрино на видимые моды внутри объема детектора, в плоскости $M_N - |U|^2$.

Наши результаты для смешивания с электронным, мюонным и тау-нейтрино представлены на рис. 2, 3 и 4 соответственно. Для красных линий взято $N_{detector} = 3$, а для зеленых линий – $N_{detector} = 300$. Для этих линий берётся предполагаемая длина детектора $\Delta l = 6.4$ м в соответствии со статьей [43]. Все изоконтуры рассчитываются в соответствии с уравнением (26).

Стоит отметить ещё одну возможность улучшить перспективы поиска стерильных нейтрино. Если возможно выделить дополнительное свободное пространство перед основным детектором, то там можно было бы разместить небольшой дополнительный детектор, чувствительный к распадам стерильных нейтрино. Для уменьшения фона активных нейтринных событий, а также для минимизации влияния дополнительного детектора на исследование активных нейтрино, дополнительный детектор должен быть внутри практически пустым. Это позволило бы обнаружить распады стерильных нейтрино в этом пустом пространстве, где активные нейтрино практически не вступают во взаимодействия, а значит не создают значительного фона. В зависимости от конструкции такой детектор мог бы обеспечить даже лучшую чувствительность к смеси-

ванию стерильных нейтрино с активными, чем основной детектор. На рис. 2, 3, 4 для иллюстрации данного соображения синими линиями показан случай $\Delta l = 1$ м и $N_{detector} = 3$. Из этих рисунков видно, что, в зависимости от конфигурации, небольшой дополнительный детектор с хорошей эффективностью мог бы обеспечить лучшее ограничение, чем основной детектор, перегруженный фоном активных нейтрино.

Для справки на рис. 2, 3 представлена оценка из проектного описания [45]. Эта оценка была сделана простым перемасштабированием результатов CHARM [27] и CERN PS191 [29] с изменением соответствующих параметров протонного пучка и геометрии детектора экспериментов с конфигураций бывших у CHARM и PS191 на предложенные на тот момент конфигурации LBNE. Длина LBNE Near Detector была принята равной $\Delta l = 30$ м. Эти линии рассчитаны для случая, когда стерильные нейтрино смешиваются с каждым типом активных нейтрино, в то время как приведенное в данной работе моделирование подразумевало смешивание лишь с одним конкретным типом. Это приводит к различию формы кривой. Из-за разницы в массах электрона и мюона, распады каонов в стерильное нейтрино останавливаются при меньших массах стерильного нейтрино в случае смешивания с мюонным нейтрино, чем при смешивании с электронным нейтрино. На рис. 2, 3 можно увидеть эти “ступеньки” при значениях масс стерильного нейтрино $M_N \sim M_K - m_e$ и $M_N \sim M_K - m_\mu$ соответственно. Для линии из статьи LBNE этот сдвиг происходит в два этапа, так как мюонная часть смешивания исчезает при меньшей массе стерильного нейтрино, чем электронная часть. Официальная оценка ограничений LBNE на смешивание стерильных нейтрино с тау-нейтрино, по-видимому не проводилась, поэтому на рис. 4 представлены только полученные в данной работе оценки. Другие экспериментальные ограничения на смешивание активных нейтрино со стерильными (и некоторые предсказания для будущих экспериментов) можно найти в статьях [36, 37, 38, 53, 54].

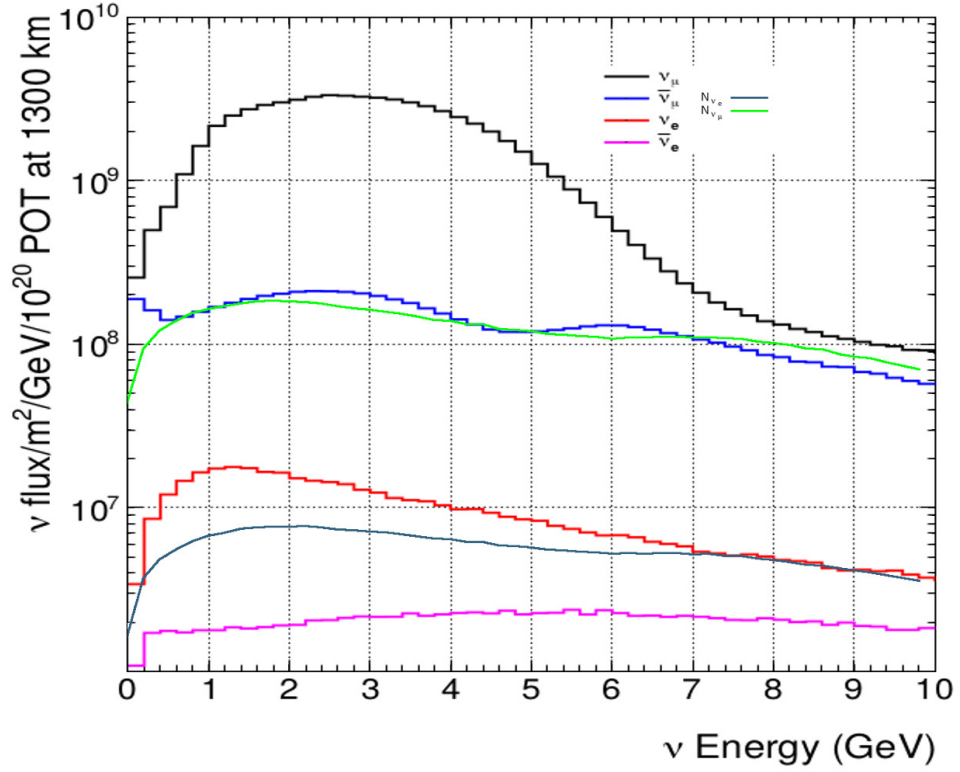


Рис. 5: Поток нейтрино взяты из статьи [41] (черная, синяя, красная и фиолетовая линии) для нейтринной моды, генерируемой пучком первичных протонов с энергией 120 ГэВ, и наши соответствующие оценки без учёта фокусирующей системы (синевато-серая и зеленая линии).

1.2.5 Проверка правдивости моделирования

Было проведено специальное моделирование потока стерильных нейтрино с $M_N = 0.01$ эВ через Дальний Детектор с $N_{POT} = 10^{20}$ чтобы получить предсказание потока псевдо-“активных” нейтрино и сравнить полученные значения с результатами моделирования, приведёнными в статье [41]. Основная идея состоит в том, что полученные результаты должны более или менее соответствовать потокам активных нейтрино от распадов пионов и каонов в опубликованной статье. Для этого для “мюонного нейтрино” N_μ рассматривались следующие процессы: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ N_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ N_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ N_\mu$, $K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ N_\mu$, а также распад $\mu^+ \rightarrow e^+ N_e N_\mu$ для мюонов, рождаемых в этих процессах. Для числа “электронных нейтрино” N_e рассматривались те же распады мюонов, а также процессы $K^- \rightarrow \pi^0 e^- N_e$, $K^0 \rightarrow \pi^+ e^- N_e$. Поток нейтрино и антинейтрино счи-

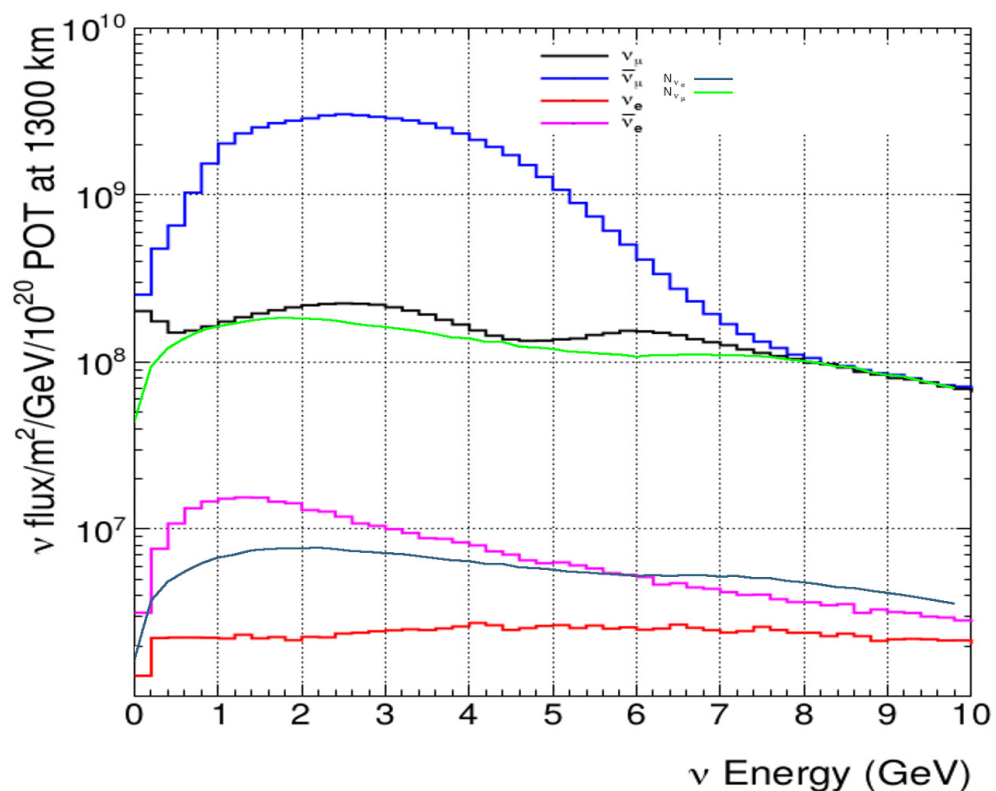


Рис. 6: Потоки нейтрино взяты из статьи [41] (черная, синяя, красная и фиолетовая линии) для антинейтринной моды, генерируемой пучком первичных протонов с энергией 120 ГэВ, и наши соответствующие оценки без учёта фокусировочной системы (синевато-серая и зеленая линии).

таются одинаковыми, поскольку в проведенном моделировании не учитывалось наличие фокусирующих систем. Системы фокусировки воздействуют на все заряженные частицы, но особенно важны для сравнительно долгоживущих заряженных пионов и каонов, а также мюонов. Как следует из названия, фокусирующие системы будут концентрировать эти частицы вдоль оси распространения пучка, заставляя их лететь в направлении детектора. Обычно фокусирующие системы строят таким образом, чтобы добиться наибольшей концентрации пионов на оси, так как их поток намного выше, чем поток каонов. Использование фокусирующих систем в других экспериментах увеличивало результирующий поток нейтрино вплоть до нескольких раз. С точки зрения поиска стерильных нейтрино, с другой стороны, события взаимодействий активных нейтрино служат нежелательным фоном. Это должно в некоторой мере компенсироваться за счет фокусировки каонов, производящих стерильные нейтрино, но общий эффект фокусирующих систем считается отрицательным с позиции поиска стерильных нейтрино.

Наши результаты, а также моделированные потоки нейтрино, приведённые в статье [41], отражены на рис. 5, 6. Поскольку наличие фокусирующих систем не учитывалось, полученные результаты должны примерно соответствовать потоку антинейтрино в нейтринной моде (и потоку нейтрино в антинейтринной моде) или быть немного выше. Такое поведение действительно можно увидеть на рис. 5, 6. Нейтрино с более высокими энергиями менее подвержены влиянию фокусирующих систем, и можно увидеть, что оценки потока, взятые из статьи [41] для этой части спектра, хорошо коррелируют с проведенным моделированием. Отметим, что форма полученной кривой потока энергии несколько отличается от тех, что приведены [41]. Помимо влияния фокусирующих систем, это может быть вызвано более редкими процессами, не учтенными в сделанной оценке. В целом, эти результаты можно считать удовлетворительными, учитывая заложенную грубость оценки и неучтенный фактор наличия фокусирующих систем.

Под конец стоит обсудить несколько методов, применяемых для улучшения отношения сигнала к фону. Одним из таких способов является учет только определенных мод распада. Среди различных каналов распада стерильных нейтрино, наиболее перспективными являются двухчастичные распады. Продукты таких распадов имеют фиксированный импульс в системе покоя распадающейся частицы. Его величина зависит только от массы распадающейся частицы. Этот факт позволяет более точно восстановить массу распадающейся частицы, чем в случае распада трех и более тел.

Рассмотрим конкретный пример: распад $N \rightarrow \pi^+ \mu^-$. Моделирование методом Монте-Карло для $N_{ROT} = 10^{20}$ взятое из статьи [41] дает оценку в 44 000 событий типа $\nu_\mu X \rightarrow \pi^+ \mu^- X$, где X – атом мишени. Отсюда для $N_{ROT} = 1.1 \times 10^{22}$, принятого в данной работе, число событий нейтрино, потенциально являющихся фоном, интегрированное по энергии, легко достигает 4.8×10^6 . Однако для двухчастичных распадов стерильного нейтрино нужно учитывать не все эти события. Если восстановить энергетическое распределение детектированных μ, π , то продукты двухчастичного распада стерильных нейтрино образуют характерные пики. Только события для μ, π с той же энергией, что и в этих пиках, будут служить фоном для сигнала от стерильных нейтрино. Очевидно, аналогичные соображения применимы и к другим модам распада. К сожалению, моделирование/восстановление такого распределения энергии сильно зависит от специфики детектора и довольно сложно реализуемо. Детальное изучение эффективности детектора будет возможно только после утверждения окончательного варианта конструкции Ближнего Детектора.

Дополнительная возможность состоит в том, чтобы учесть тот факт, что достигающие детектора стерильные нейтрино имеют очень малый поперечный импульс. Поэтому сумма поперечных импульсов образующихся частиц также должна быть близка к нулю. Если убирать из рассмотрения все события, для которых это неверно, то можно уменьшить значения фона.

1.2.6 Итоги оценки сигнала стерильных нейтрино в DUNE

В данной части главы были рассмотрены перспективы поиска стерильных нейтрино в предстоящем эксперименте DUNE. Полученные результаты представлены в виде изоконтуров числа ожидаемых распадов тяжелых нейтрино внутри объема детектора в плоскости $M_N - |U|^2$. Более оптимистичные прогнозы получились примерно того же порядка, что и предыдущие оценки, а более консервативные лежат выше них, но все же ниже текущих экспериментальных ограничений. Отметим, что для поиска стерильных нейтрино дополнительный небольшой детектор, почти пустой внутри, мог бы обеспечить лучшую чувствительность, чем основной детектор. Ещё одной возможностью улучшить отношение сигнала к фону может быть специальный запуск с очень короткой продолжительностью выброса протонов и меньшей энергией протонного пучка. В целом полученные оценки показывают, что, хотя основной научной целью DUNE является измерение параметров активных нейтрино, он все же сможет исследовать неограниченную в настоящее время часть пространства параметров стерильных нейтрино.

1.3 Поиск массивного стерильного нейтрино в эксперименте SHiP

Эксперимент SHiP (Search for Hidden Particles, поиск скрытых частиц) [55, 56] на основе протонного пучка CERN SPS был предложен [57] с основной целью поиска гипотетических слабо взаимодействующих легких частиц. Много хорошо мотивированных примеров, посвященных физике SHiP, можно найти в статье [53]. Идея эксперимента состоит в следующем: протоны SPS (Super Proton Synchrotron, супер-протонный синхротрон) с энергией 400 ГэВ попадают в молибден-вольфрамовую мишень, рождая вторичные частицы. Они впоследствии перерассеиваются и распадаются, образуя адронные и электромагнитные ливни. Те, в свою очередь, распадаются, пролетев дальше по направлению

распространения пучка. Различные гипотетические частицы могут также рождаться в мишени или распадном объеме и, мало взаимодействуя с веществом, в дальнейшем свободно перемещаться в веществе. С другой стороны, большинство обычных частиц Стандартной модели (СМ) должно либо поглощаться в поглотителе, расположенном дальше на оси распространения пучка, либо отклоняться (в основном мюоны) специально разработанными для этого магнитами. Мишень SHiP оптимизирована для получения потока гипотетических частиц (если они есть) с минимальным загрязнением обычными частицами. В результате гипотетические частицы могут проявиться в установленной ниже по оси распространения пучка детекторной системе, распадаясь на частицы СМ, которые и являются источником сигнальных событий.

Хотя эта схема достаточно универсальна и дает хорошие возможности для исследования многих расширений СМ с мало взаимодействующими легкими частицами, она была выбрана в [57] на основе наилучшей эффективности именно для прямого поиска тяжёлых нейтральных лептонов. Напомним, эти частицы, если они достаточно легкие, могут образовываться за счёт смешивания с активными нейтрино, в основном в распадах мезонов – и аналогичным образом распадаться на более легкие частицы СМ. Чем тяжелее родительский мезон, тем больший диапазон массы HNL подобный эксперимент способен ограничить. К сожалению, имеющиеся в настоящее время пучки протонов в экспериментах с пучком на фиксированной мишени не обладают достаточной энергией для производства B -мезонов в необходимом количестве, из-за чего наиболее многообещающими кандидатами на роль источников HNL являются D -мезоны. На основе этой идеи был предложен новый специализированный эксперимент в ЦЕРН [44], и его структура, геометрия и положение детектора были выбраны [57] таким образом, чтобы получить максимальный сигнал HNL от D -мезонов, образованных в эксперименте с пучком протонов, производимым в ЦЕРН SPS. Оценка этого сигнала была впоследствии пересмотрена в [53] и позже в [37], как из-за необходимости учесть естественное развитие проекта, так и

из-за прогресса в теоретической стороне вопроса [52].

В то время как D -мезоны могут производить HNL с массами примерно до 2 ГэВ, HNL меньших масс, до 0,5 ГэВ и 0,14 ГэВ, также могут рождаться в распадах каонов и пионов соответственно. На момент написания статьи [20] этими способами производства полностью пренебрегали. Причиной для этого служил следующий момент: в материале мишени длины распадов каонов и пионов значительно превышают их длины взаимодействия. Следовательно, эти легкие мезоны поглощаются веществом и, как следствие, теряют большую часть энергии. Трехмерные импульсы HNL рождаемых в распадах низкоэнергичных мезонов в общем случае не направлены в сторону детектора, что приводит к тому что лишь малая их доля оказывается в принципе способна быть зарегистрированной в эксперименте. Более того, характерные значения энергии, как правило, оказываются слишком малы, чтобы удовлетворять критерию отсева низкоэнергичных событий, призванному подавить фон. Тем не менее, этот вопрос ранее не изучался, и в статье [20] впервые были приведены оценки сигнала *HNL, появляющихся в распадах каонов* в SHiP. Заметим, что недостатки проигрыша в кинематике в значительной степени компенсируются высокой долей образования каонов. Это кажется многообещающим, поскольку ожидаемая интенсивность сигнала в детекторе SHiP не только заметно выше, чем для HNL (такой же массы) из D -мезонов, но и достаточно высока, чтобы полностью исследовать большую часть разрешенной первичным нуклеосинтезом области (в моделях без особой иерархии: т.е. предполагая, что смешивание с тау-нейтрино не должно сильно преобладать над остальными). Распады HNL полученных параметров в ранней Вселенной не нарушают ход процесса образования легких ядер в космической плазме (энергетичные частицы SM, рождаемые в распадах HNL, могут быть “опасными” для процесса, разрушая легкие ядра). Эта идея усиливает физическое обоснование постройки SHiP, результаты которого могут иметь большое значение для установки ограничений на механизм качелей I типа [17, 18] генерации масс активных нейтрино.

Если некоторые из стерильных состояний легче каона (но достаточно тяжелые для того, чтобы распадаться на заряженные частицы SM), соответствующая феноменология этих частиц в SHiP оказывается точно такой же, как их феноменология в DUNE, которая рассмотрена в прошлой части главы. Далее рассматривается модель с одним HNL массы $M_N \ll M_K$ и малыми и несвязанными между собой параметрами смешивания $|U_\alpha| \ll 1$, которые для реалистичных моделей дополнительно ограничиваются сверху прямыми поисками HNL, см., например, [58].

1.3.1 Проект SHiP

В планируемом эксперименте SHiP пучок протонов с энергией 400 ГэВ ударяет о мишень, где вторичные частицы образуют адронные ливни, в которых преобладают пионы и каоны. Когда каон распадается, у него есть шанс (пропорциональный соответствующему дифференциальному сечению и коэффициенту ветвления) родить стерильное нейтрино с определенным Z -импульсом. Для тяжелого нейтрино двухчастичные распады каонов не подавляются обращением киральности, поэтому из-за фазового объема они преобладают над трехчастичными распадами, см. формулы и графики в статье [25]. Если HNL тяжелее пиона, фактор доминирования составляет не менее 50, а обычно намного выше. Более того, в силу кинематики, трехчастичный распад актуален только для узкого диапазона масс HNL, $M_N < M_K - M_\pi$. Поэтому в данной работе в качестве источников HNL рассматриваются только заряженные каоны, и учитываются только двухчастичные распады HNL.

HNL живет долго и за это время мало взаимодействует, поэтому практически свободно летит в соответствии со Z -импульсом, полученным им в момент рождения. Для того чтобы HNL можно было обнаружить в SHiP, его траектория должна проходить через распадный объем, который находится на расстоянии $L = 64$ м от мишени. Распадный объем имеет длину $\Delta l = 50$ м и имеет коническую форму вдоль пучка с прямоугольным основанием [37]: ближний и

дальний концы имеют высоты $\Delta h_1 = 4,5$ м и $\Delta h_2 = 10$ м и ширины $\Delta w_1 = 2,4$ м и $\Delta w_2 = 5$ м соответственно. Используемые в исследовании параметры распадного объема SHiP и числа протонов на мишени (POT) приведены в таблице 3.

Число столкновений протонов с мишенью	$N_{POT} = 2 \times 10^{20}$
Длина распадного объема	$\Delta l = 50$ м
Высота передней стенки распадного объема	$\Delta h_1 = 4.5$ м
Ширина передней стенки распадного объема	$\Delta w_1 = 2.4$ м
Высота задней стенки распадного объема	$\Delta h_2 = 10$ м
Высота задней стенки распадного объема	$\Delta w_2 = 5$ м
Расстояние от мишени до распадного объема	$L = 64$ м

Таблица 3: Параметры распадного объема SHiP.

Фактический объем детектора SHiP практически совпадает с его распадным объемом. Для того чтобы его можно было пронаблюдать, HNL должен распасться внутри объема детектора. Для регистрации сигнала HNL предполагается, что в распаде рождаются (по крайней мере) две дочерние заряженные частицы, каждая с 3-импульсами ≥ 1 ГэВ/с. Обе частицы должны пересечь дальний конец распадного объема, для того чтобы быть обнаруженными спектрометром SHiP. Ожидается, что эффективность обнаружения таких частиц будет высокой, поэтому для простоты в этом исследовании она установлена равной 100%.

1.3.2 Моделирование пучка каонов

Чтобы получить распределение продуктов распада HNL по 3-импульсам, для начала анализируются процессы рождения каонов в мишени SHiP и их распады. Затем моделируется рождение каонов протонами с энергией 400 ГэВ, используя программное обеспечение GEANT4 [59]. Дизайн мишени взят из [55]. Схематический вид молибден-вольфрамовой мишени с водными прослойками показан на рис. 7.

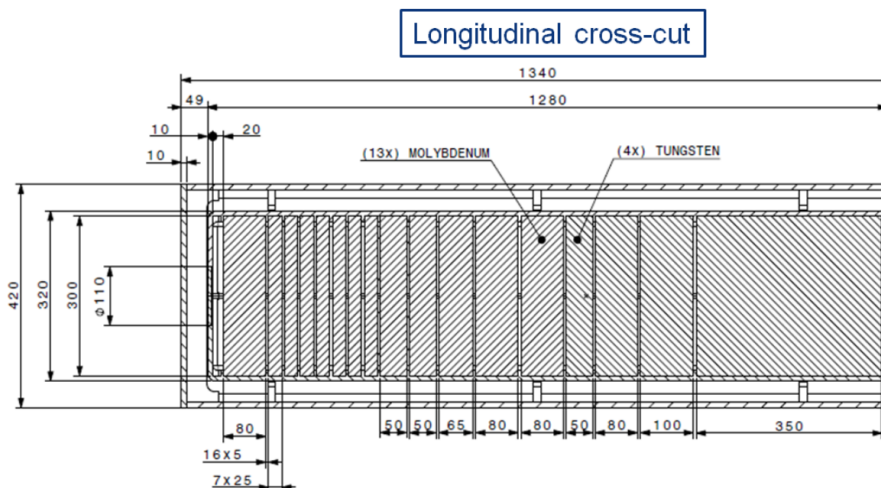


Рис. 7: Схематическое изображение мишени SHiP; размеры цели даны в мм.

Легкие мезоны, рождающиеся во взаимодействиях протонов, летят дальше тяжёлых, по большей части рассеиваясь в материале мишени и, таким образом, производя ещё больше вторичных мезонов. В рамках GEANT4 физическая модель, используемая для процессов в мишени, называется “QGSP BERT”. Она использует модель кварк-глюонных струн для событий высоких энергий (энергия в центре-массы $\gtrsim 10$ ГэВ) и модель каскадов Бертини для более низких энергий ($\lesssim 10$ ГэВ). Все стандартные электромагнитные процессы и распады учтены.

Естественно, самые энергичные каоны рождаются в самом первом столкновении протонов с мишенью. Спектр этих заряженных каонов K^+ представлен на Рис. 8.

Вторичные адроны (и деградировавшие по энергии протоны) также рожают каоны внутри мишени. Распределение точек рождения заряженных каонов показано на рис. 9.

Можно заметить, что большая часть каонов образуется в ближестоящих по оси слоях молибдена. Поскольку вторичные частицы деградируют по энергии по мере развития адронного ливня, то рожденные ими каоны имеют меньшую энергию. Спектр всех K^+ в точках их производства внутри мишени показан на рис. 10.

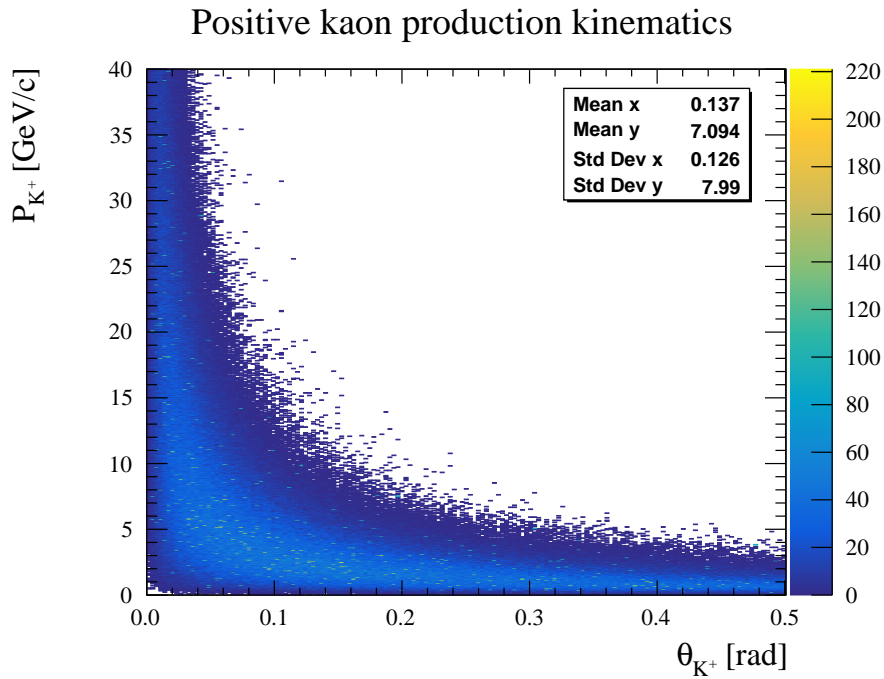


Рис. 8: Спектр K^+ , возникающих при первых столкновениях протонов с энергией 400 ГэВ с молибден-вольфрамовой мишенью: результат моделирования GEANT4.

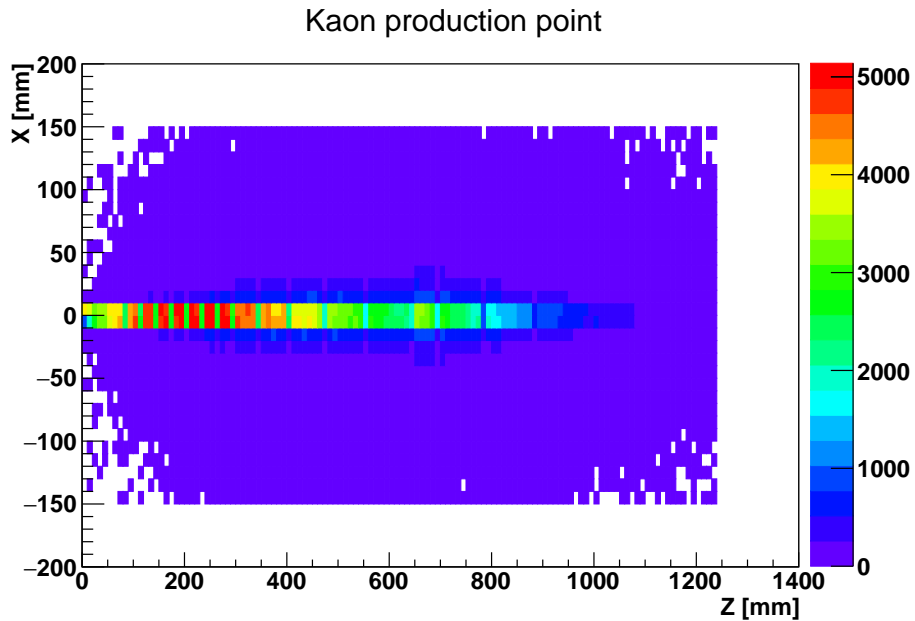


Рис. 9: Распределение точек производства заряженных каонов в мишени.

После рождения каждый каон распространяется в мишени и, поскольку он имеет странный кварк в своем составе, может либо распадаться за счёт слабого взаимодействия, либо взаимодействовать с ядрами. В случае неупругих взаимодействий некоторые заряженные каоны могут переходить либо в нейтральные

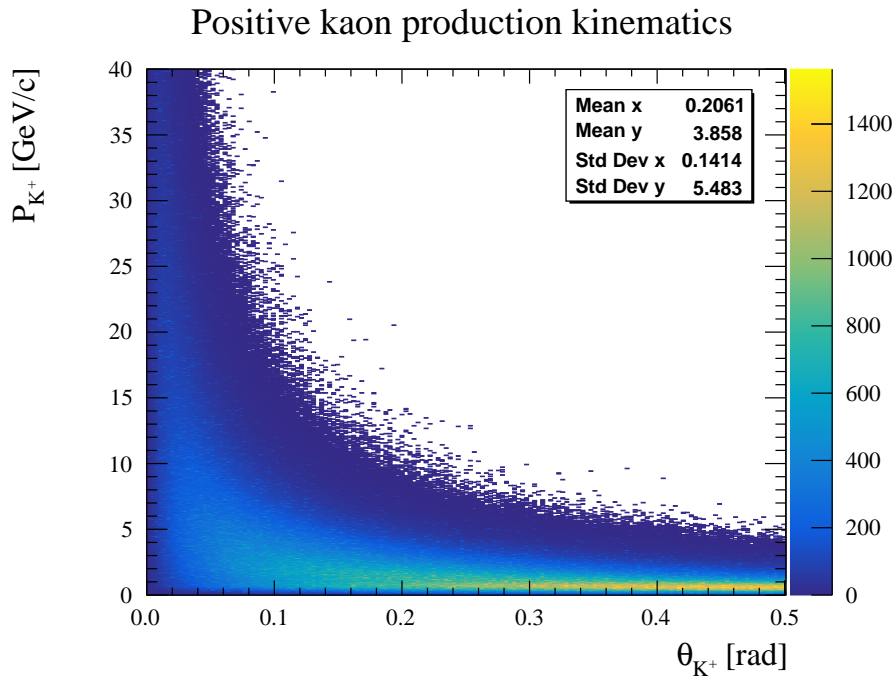


Рис. 10: Общий спектр K^+ , все импульсы берутся в момент рождения; результаты моделирования GEANT4.

каоны, либо в странные барионы. Первые могут преобразовываться посредством неупругого рассеяния обратно в заряженные каоны или распадаться на частицы, не обладающие странностью, в то время как вторые распадаются на барионы и мезоны, также не обладающие странностью. И нейтральные каоны, и странные барионы могут производить HNL посредством слабых распадов с участием лептонов. Однако эти распады трехчастичные, поэтому их интенсивность значительно подавлена, а общие кинематические соображения делают их возможными только для легких HNL. Следовательно, только заряженные каоны, образующиеся в мишени, могут считаться родительскими частицами потенциально интересных HNL.

Каон может распасться в любой момент, но в лабораторной системе эта вероятность растет с потерей каоном энергии: большинство каонов распадается (почти) в состоянии покоя, когда их z -импульс падает ниже значений в примерно $0,1 \text{ МэВ/с}$. Однако в этом случае продукты распада не имеют предпочтительных направлений, и лишь очень малая их часть проходит через распадный объем SHiP. Более того, каон, распадаясь в покое, не может производить HNL

с полной энергией $>0,5$ ГэВ, что впоследствии ограничивает энергию продуктов распада HNL как значительно меньшую порога обнаружения спектрометра распада SHiP. Поэтому эти остановившиеся каоны в данной работе не рассматриваются.

Подводя итог, только заряженные каоны, распадающиеся в полете, оказываются значимы для поиска HNL. Основываясь на смоделированной статистике $N_{stat} = 1,5 \times 10^6$ РОТ, получается, что каждый протон производит около 8,01 K^+ и 3,51 K^- , из которых 4,52 K^+ и 2,85 K^- захватываются (при этом странность передается в основном нейтральным каонам и барионам соответственно) и 3,18 K^+ и 0,59 K^- распадаются в состоянии покоя. Поэтому представляют интерес только 0,29 K^+ и 0,07 K^- , распадающиеся на лету. Их распределение по полному 3-импульсу и полярному углу (с зенитным направлением вдоль линии луча) представлено на рис. 11.

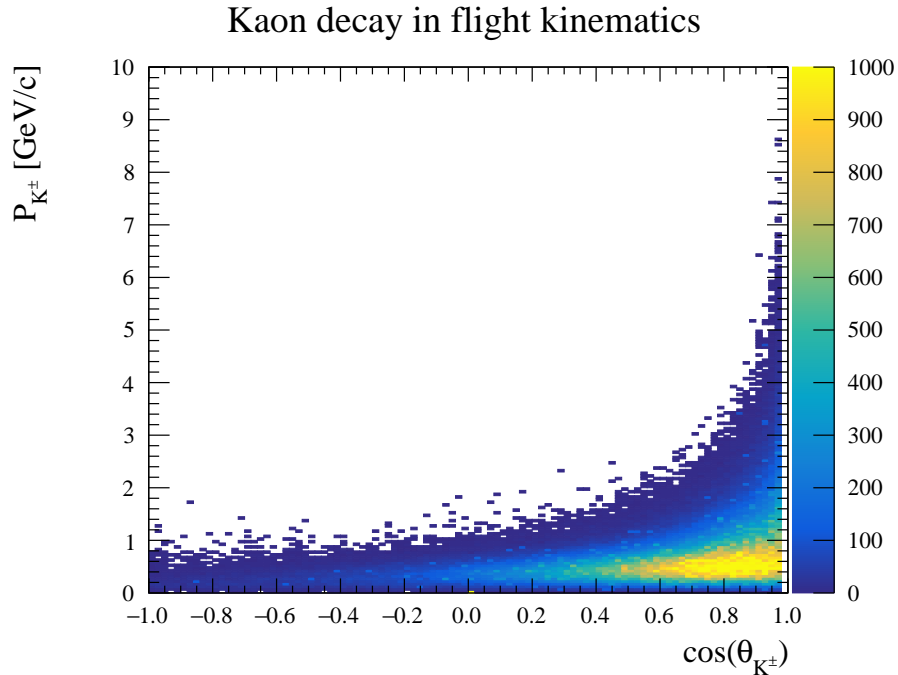


Рис. 11: Кинематика K^\pm , распадающихся в полете.

Заметим попутно, что около 0.1% образующихся заряженных каонов покидает мишень. Такие каоны в данной работе не рассматриваются. Точно так же в проведенном моделировании игнорируется возможное влияние активно-

го мюонного экрана с магнитным полем (предназначенного главным образом для отклонения мюонов за пределы мишени) на распространение заряженных каонов внутри мишени.

1.3.3 Моделирование рождения и определение потока HNL

Описанное выше моделирование GEANT4 дает набор координат $\{x_1, y_1, z_1\}$ и 3-импульсов $p_K = \{p_{x_1}, p_{y_1}, p_{z_1}\}$ заряженных каонов в момент их распада. В работе учитываются как K^+ , так и K^- . Поскольку каждый протон в пучке производит в среднем $M_{p \rightarrow K} = 0,36$ заряженных каонов, которые распадаются в полете, ожидается, что общее число распадов каонов в полете составит $K_{tot} = N_{POT} \times M_{p \rightarrow K}$.

Каждый заряженный каон может распасться на HNL с вероятностью, равной соответствующему значению коэффициента ветвления (напомним, что учитываются только двухчастичные распады каона) [25]:

$$\begin{aligned} \text{Br}(K^\pm \rightarrow l^\pm N) &= |U_l|^2 \frac{\tau_K}{8\pi} G_F^2 f_K^2 M_K M_N^2 |V_{us}|^2 \left(1 - \frac{M_N^2}{M_K^2} + 2\frac{M_l^2}{M_K^2} + \frac{M_l^2}{M_N^2} \left(1 - \frac{M_l^2}{M_K^2}\right)\right) \\ &\times \sqrt{\left(1 + \frac{M_N^2}{M_K^2} - \frac{M_l^2}{M_K^2}\right)^2 - 4\frac{M_N^2}{M_K^2}}. \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь $f_K = 155.6$ МэВ и $\tau_K = 1.238 \times 10^{-8}$ сек — постоянная распада и время жизни каона, а M_l — масса заряженного лептона, $l = e, \mu$. Общее количество HNL, рожденных соответствующими каонами на SHiP, составляет

$$N_N = K_{tot} \times \sum_{l=e, \mu} \text{Br}(K^\pm \rightarrow l^\pm N). \quad (32)$$

Чтобы использовать всю статистику GEANT4, в численных расчетах предполагается, что каждый моделируемый заряженный каон, распадающийся в полете, рождает стерильное нейтрино. В окончательных расчетах этот факт учтен путем умножения количества "сигнальных событий" на N_N/K_{tot} . Если статистика не оказывается слишком низкой, то получаются актуальные результаты.

Если статистика оказывается недостаточной, её требуется улучшить, рассчитывая несколько (десятков, сотен) сценариев рождения стерильных нейтрино для каждого события моделирования распада каона.

Дальнейшие траектории HNL и их шансы распасться внутри распадного объема получаются в соответствии с процедурой, уже описанной для эксперимента DUNE. Траектория начинает отсчитываться в точке распада каона $\{x_1, y_1, z_1\}$, полученной при моделировании с помощью GEANT4. В системе покоя каона 3-импульс HNL $p = \{p_x, p_y, p_z\}$ случайным образом распределяется по двумерной сфере радиуса, фиксированного для данной моды распада (31) как

$$p = \frac{M_K}{2} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{M_N + M_l}{M_K}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{M_N - M_l}{M_K}\right)^2\right)} \quad (33)$$

Чтобы получить 3-импульс HNL в лабораторной системе отсчета p_N , делается лоренцев буст, определяемый 3-импульсом каона в лабораторной системе отсчета, взятым из моделирования. За начало системы координат выбрана точка пересечения протонного пучка с мишенью, ось z направлена в сторону детектора, а оси x, y для простоты выбраны так, что для конкретного распадающегося каона его продольная составляющая проходит вдоль z -оси, а поперечная составляющая вдоль x : $p_{K_L} \equiv p_{K_z} = p_{z_1}$, $p_{K_T} \equiv p_{K_x}$, $p_{K_y} = 0$. Тогда компоненты HNL 3-импульса в этой системе отсчёта выглядят следующим образом:

$$p_{N_x} = -\frac{E_N}{M_K} p_{K_T} - p_z \sqrt{1 + \frac{p_K^2}{M_K^2} \frac{p_{K_T}}{p_K}} + p_x \frac{p_{K_L}}{p_K}, \quad (34)$$

$$p_{N_y} = p_y, \quad (35)$$

$$p_{N_z} = \frac{E_N}{M_K} p_{K_L} + p_z \sqrt{1 + \frac{p_K^2}{M_K^2} \frac{p_{K_L}}{p_K}} + p_x \frac{p_{K_T}}{p_K}. \quad (36)$$

Эта система отсчёта связана с лабораторной системой (где 3-импульс каона равен $p_K = \{p_{x_1}, p_{y_1}, p_{z_1}\}$) путём вращения вокруг оси z , которое восстанавливает ненулевое значение y -компоненты импульса каона. Следовательно, чтобы

использовать формулы (34)-(36) делается два поворота: перед лоренцевским поворачиваем систему отсчёта таким образом, чтобы $p_{K_y} = 0$, а после буста поворачиваем обратно всю систему отсчёта на тот же угол. Полученные таким образом спектры HNL приведены на Рис. 12. В дальнейшем для 3-импульса HNL

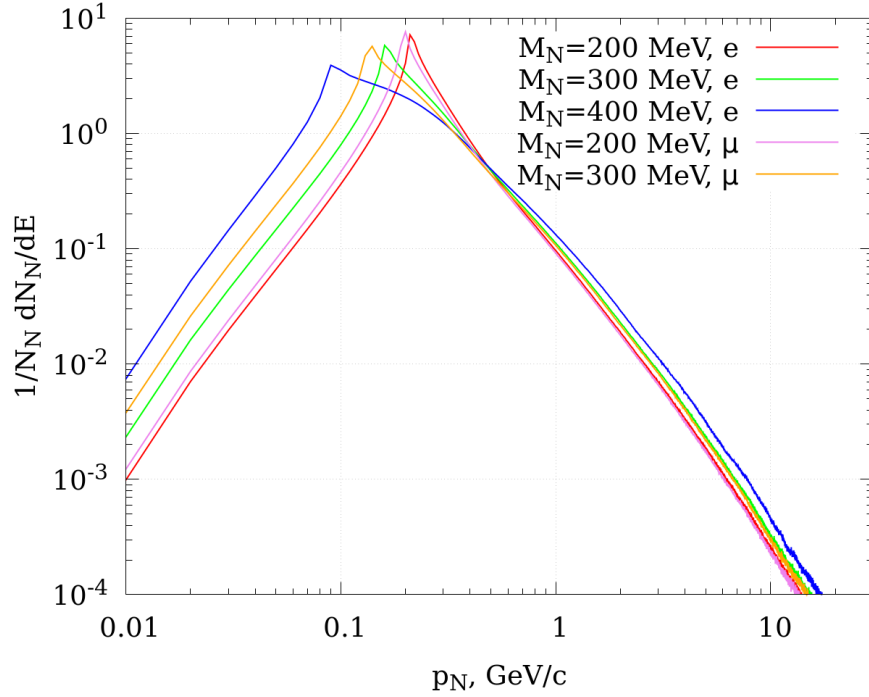


Рис. 12: Спектры стерильных нейтрино, рожденных в распадах неостановившихся каонов.

в лабораторной системе используются те же обозначения, что и в (34)-(36), то есть $p_N = \{p_{N_x}, p_{N_y}, p_{N_z}\}$.

1.3.4 Вычисление геометрического фактора и моделирование распада HNL

Сперва проверяется, пересекает ли траектория HNL распадный объем или нет. Помимо этого, представляющие интерес HNL должны иметь $p_{N_z} > 0$, иначе они летят назад. В момент, когда HNL находится в точке $z_N = L$ (где начинается

распадный объем, см. Табл. 1), остальные его координаты равны:

$$x_N = x_1 + \frac{p_{N_x}}{p_{N_z}}(L - z_1), \quad y_N = y_1 + \frac{p_{N_y}}{p_{N_z}}(L - z_1). \quad (37)$$

Если HNL распадается в распадном объеме, его координаты таковы:

$$x_N = x_1 + \frac{p_{N_x}}{p_{N_z}}(L + \Delta l \cdot u - z_1), \quad (38)$$

$$y_N = y_1 + \frac{p_{N_y}}{p_{N_z}}(L + \Delta l \cdot u - z_1), \quad (39)$$

$$z_N = L + \Delta l \cdot u, \quad (40)$$

где $u \in (0, 1)$ — некоторое число. Неравенства

$$|x_N| < \frac{1}{2}((1 - u)\Delta w_1 + u\Delta w_2), \quad (41)$$

$$|y_N| < \frac{1}{2}((1 - u)\Delta h_1 + u\Delta h_2) \quad (42)$$

гарантируют, что распад происходит внутри объема распада.

Учитываются все нейтрино, попадающие в распадный объем по подходящей траектории, а получившееся таким пересчётом число называется $N_{detector}$. Доли $N_{detector}/N_N$ стерильных нейтрино, которые достигают распадного объема для разных значений масс стерильного нейтрино, представлены на левой панели рис. 13. Эти доли растут с увеличением массы HNL и в конце концов достигают примерно 1%. Это иллюстрирует подавление сигнала за счёт геометрического фактора. Спектры HNL показаны на правой панели рис. 13.

Вероятность распада стерильного нейтрино в момент достижения им необходимых координат (38) - (40) для любого u (что означает, что он распадается

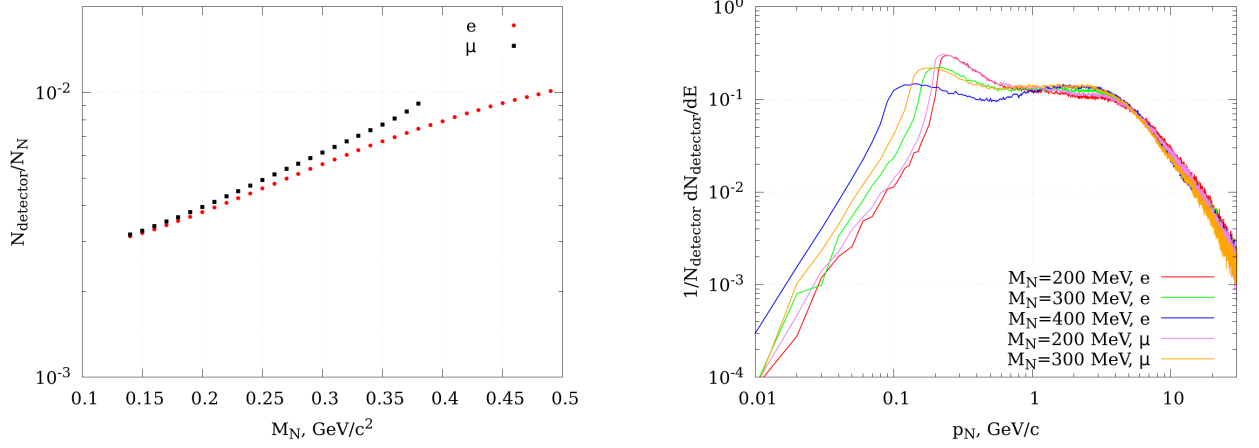


Рис. 13: Левая панель: зависимость доли стерильных нейтрино, прошедших через распадный объем, от массы стерильных нейтрино. Правая панель: спектр стерильных нейтрино, прошедших через распадный объем.

внутри объема распада) выглядит как:

$$\begin{aligned}
 P &= \exp\left(-\frac{(L-z_1)M_N}{\tau_N p_{N_z}}\right) \left(1 - \int_0^1 du \exp\left(-\frac{\Delta l \cdot u M_N}{\tau_N p_{N_z}}\right)\right) = \\
 &= \exp\left(-\frac{(L-z_1)M_N}{\tau_N p_{N_z}}\right) \left(1 - \frac{\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta l M_N}{\tau_N p_{N_z}}\right)\right)}{\left(\frac{\Delta l M_N}{\tau_N p_{N_z}}\right)}\right) \rightarrow \frac{1}{2} \frac{\Delta l M_N}{\tau_N p_{N_z}} \quad (43)
 \end{aligned}$$

Этот предел справедлив для рассматриваемого случая малого смешивания, когда длина распада HNL превышает длину распадающегося объема (а значит, большинство HNL благополучно покидают объем детектора); наиболее важной для выполнения этого условия величиной является время жизни HNL τ_N . Чтобы получить N_{decay} – число HNL, распадающихся внутри распадного объема, число N_{detector} тех HNL, которые достигают детектора, умножается на множитель вероятности их распада в объеме детектора P из уравнения (43). Доля распавшихся в объеме детектора частиц от общего числа долетевших до детектора HNL $N_{\text{decay}}/N_{\text{detector}}$ показана на левой панели рис. 14; при расчёте времени жизни HNL τ_N в качестве характерного бралось значение смешивания $|U_\alpha|^2 = 10^{-8}$.

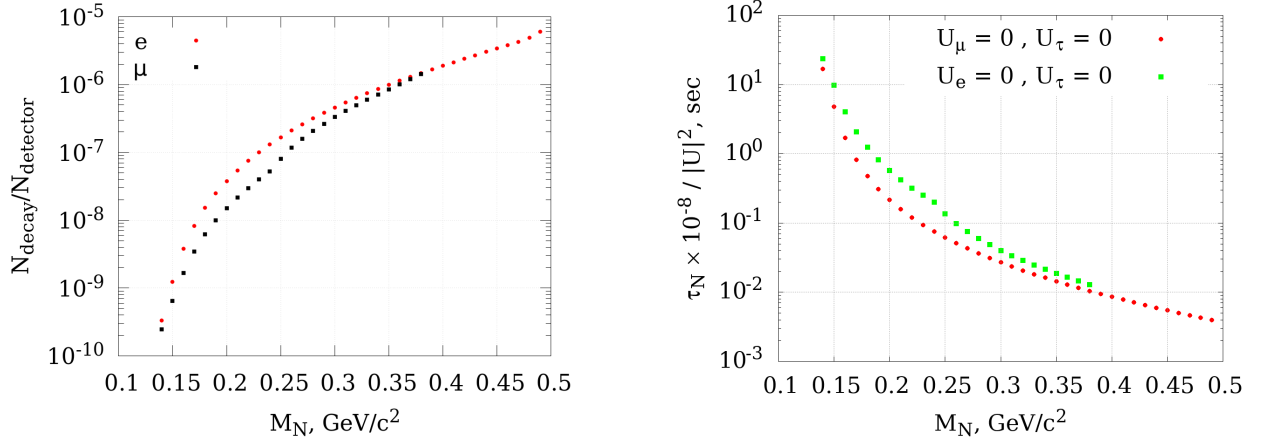


Рис. 14: Доля HNL, распадающихся в объеме детектора, в зависимости от массы HNL (левая панель). Время жизни стерильного нейтрино (правая панель). Рассматривается смешивание либо с электронными, либо с мюонными нейтрино, $|U|^2 \equiv \sum_{\alpha} |U_{\alpha}|^2$.

1.3.5 Моделирование детектирования продуктов распада HNL

HNL смешиваются с активными нейтрино и, следовательно, распадаются на частицы СМ за счёт слабых взаимодействий. Формулы для интенсивности распада HNL можно найти в статье [25]. Коэффициенты ветвления, относящиеся к представляющему интерес диапазону масс, представлены на рис. 15. Видно,

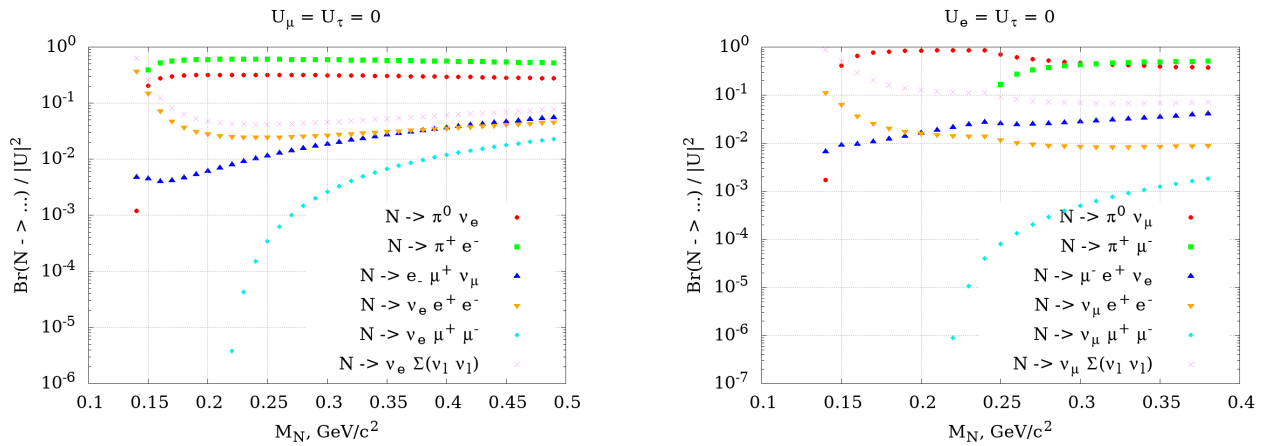


Рис. 15: Моды распадов стерильных нейтрино в случае чисто электронного (слева) и чисто мюонного (справа) смешивания. В этих случаях коэффициенты ветвления не зависят от параметра смешивания $|U_{\alpha}|^2$.

что в распадах HNL, как и при их образовании, преобладают двухчастичные

моды распада (когда они кинематически открыты). При этом двухчастичная мода распада на заряженные частицы доминирует над двухчастичной модой распада на нейтральные частицы (за исключением пороговых областей). Таким образом, для сигнальных событий, пока они кинематически открыты, рассматриваются только эти заряженные моды ($\pi^\pm l^\mp$, где l — электрон и мюон), в том числе и потому, что в настоящее время в SHiP они приняты за бесфоновые. Когда двухчастичные распады кинематически запрещены, рассматриваются чисто лептонные моды с двумя заряженными лептонами, $N \rightarrow l_\alpha^+ l_\beta^- \nu$. Они также считаются бесфоновыми в SHiP [37].

Время жизни HNL для характерного значения смешивания $|U_{\alpha 4}|^2 = 10^{-8}$ показано на правой панели рис. 14. Можно заметить, что длина распада HNL уменьшается вместе с его массой, но для рассматриваемых значений смешивания она всегда значительно превышает длину объема распада SHiP, что оправдывает ограничение (43).

Чтобы их можно было наблюдать, заряженные частицы должны пересечь дальнюю стенку распадного объема и войти в установленный там спектрометр, позволяющий идентифицировать тип влетающих частиц и измеряющий её энергию. Более того, предполагается, что предложенная в настоящее время схема его работы позволит заявить о практически 100% эффективности обнаружения, если хотя бы две влетевшие заряженные частицы, рожденные в одном распаде, имеют значения \mathcal{E} -импульса, превышающее 1 ГэВ/с. Эти ограничения на \mathcal{E} -импульсы продуктов распада HNL далее учитываются в исследовании, путем применения описанной выше процедуры для нахождения траекторий HNL. Кратко опишем её здесь на примере двухчастичных мод распада. В уравнениях (33) и (36), (35) N заменяется на π , а K заменяется на N . В уравнении (37), когда координата z принимает значение $z_\pi = L + \Delta l$, начальная точка $\{x_1, y_1, z_1\}$ заменяется на точку $\{x_N, y_N, z_N\}$ из уравнений (38) - (40). Таким образом, получают координаты пиона в момент, когда он долетает до задней стенки распадного объема $\{x_\pi, y_\pi, z_\pi\}$. Учитывая, что $\vec{p}_N = \vec{p}_\pi + \vec{p}_l$, аналогич-

ным образом получается $\{x_l, y_l, z_l\}$, $z_l = L + \Delta l$. И пион, и заряженный лептон пересекают заднюю сторону распадного объема, если $|x_\pi| < \Delta w_2$, $|x_l| < \Delta w_2$ и $|y_\pi| < \Delta h_2$, $|y_l| < \Delta h_2$. Точно так же, как это делалось выше с $N_{detector}$, подсчитываются все стерильные нейтрино, удовлетворяющие этим *геометрическим критериям*: полученное таким образом число называется $N_{observed}$. Таким образом находится геометрический фактор детектора $\epsilon_{det} \equiv N_{observed}/N_{decay}$ для HNL, распадающихся в распадном объеме. Этот геометрический фактор представлен на левой панели рис. 16. Можно убедиться, что этот фактор не очень

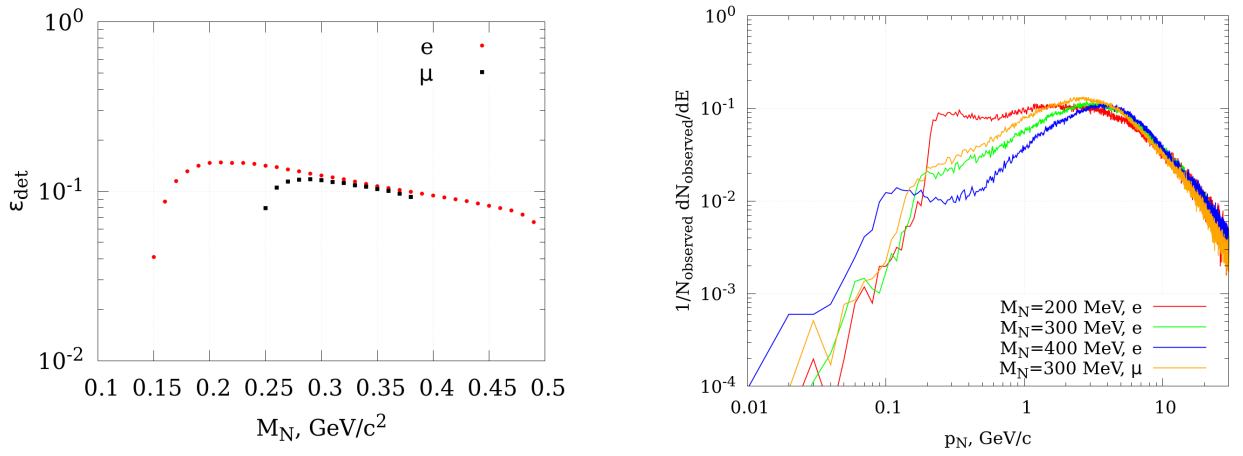


Рис. 16: Зависимость геометрического фактора детектора для HNL из заряженных каонов от массы стерильного нейтрино (левая панель). Спектр генерируемых заряженными каонами стерильных нейтрино, продукты распада которых удовлетворяют геометрическим критериям (правая панель).

сильно зависит от массы HNL. Спектры HNL, продукты распада которых удовлетворяют геометрическим критериям в экспериментах SHiP, приведены на правой панели рис. 16. Наконец, применяется критерий обрезания 3-импульсов к заряженным частицам, на которые распадается HNL, π^\pm и l^\mp , которые, в свою очередь, также должны соответствовать геометрическим критериям отбора. Это довольно сильно ограничивающий критерий, как можно убедиться на левой панели рис. 17 для двух выбранных значений 0,5 ГэВ/с и 1 ГэВ/с. Видно, что уменьшение порога обнаружения заметно увеличило бы количество сигнальных событий. Принятый в настоящее время коллаборацией SHiP порог

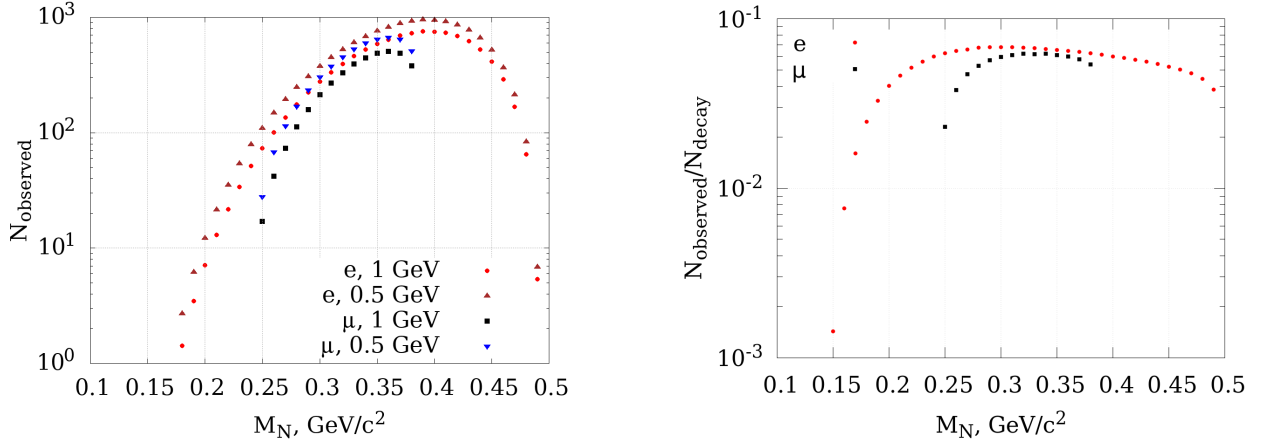


Рис. 17: Зависимость числа сигнальных событий HNL от M_N для двух выбранных значений обрезания по 3- импульсам продуктов распада HNL (левая панель). Зависимость доли наблюдаемых стерильных нейтрино, образованных заряженными каонами, от массы стерильных нейтрино для порога 1 ГэВ/с на 3-импульсы продуктов распада HNL (правая панель).

импульса составляет 1 ГэВ/с. Результаты для доли HNL, удовлетворяющих как геометрическим, так и импульсным ограничениям, показаны на правой панели рис. 17. Перспективы обнаружения как легких, так и тяжелых HNL из кинематически разрешенного диапазона масс существенно страдают от обрезания по энергии, и даже HNL массы в наименее затронутой центральной части диапазона, $M_N \sim 300$ МэВ, теряют порядок в ожидаемом значении числа сигналов распада.

К аналогичным выводам можно прийти и для лептонных мод распада.

1.3.6 Предсказание ограничений на HNL в проекте SHiP

Для того чтобы получить число N_{final} наблюдаемых стерильных нейтрино, распадающихся внутри распадающегося объема, считаем все наблюдаемые стерильные нейтрино $N_{observed}$ с весом P из уравнения (43). Окончательное число наблюдаемых стерильных нейтрино N_{final} для двухчастичных каналов распада представлено на рис. 18.

Предполагая отсутствие фоновых событий в SHiP, $N_{final} \leq 2.3$ устанавли-

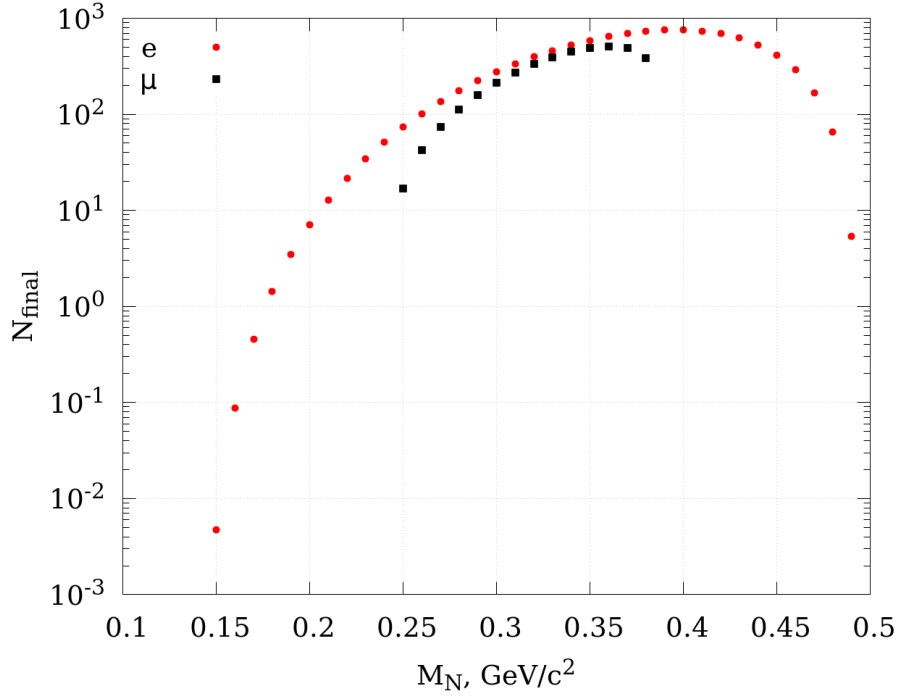


Рис. 18: Общее число наблюдаемых стерильных нейтрино (только в двухчастичных распадах), произведенных заряженными каонами, в зависимости от массы стерильного нейтрино; Статистика SHiP: $N_{TOT} = 2 \times 10^{20}$, см. таблицу 3.

ливается в качестве верхнего предела для 90% CL для смешивания активно-го нейтрино со стерильным. Предполагается отсутствие сигнала распада *для описанного сигнала распада HNL*. Для распадов HNL в качестве характерного числа для численных оценок и для представления результатов на графиках использовалось значение $|U_\alpha|^2 = 10^{-8}$. Поскольку количество событий зависит от произведения вероятности рождения и вероятности распада, то правильное ограничение в изучаемом подходе задается как

$$|U_\alpha U_\beta|^2 = \sqrt{\frac{2.3}{N_{final}}} \times 10^{-8}, \quad (44)$$

где α и β относятся к лептонному флэйвору, за счёт которого происходит смешивание во время рождения и во время распада HNL соответственно. Более того, ограничения накладываются на изучение конкретной сигнатуры – моды распада – и рассматриваются отдельно. Соответствующая чувствительность

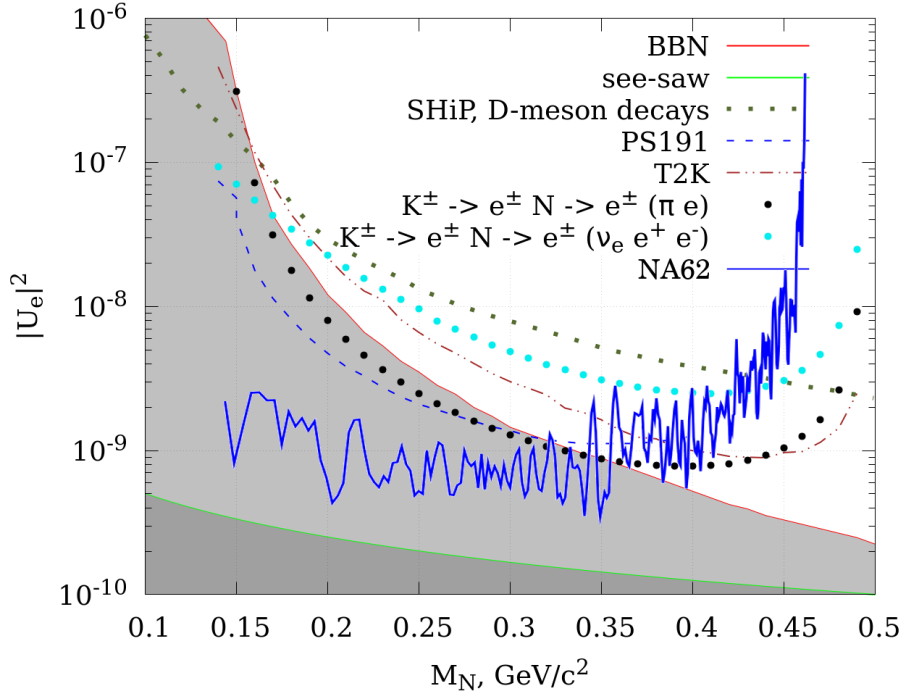


Рис. 19: Существующие ограничения на смешивание HNL с электронными нейтрино и ожидаемая чувствительность эксперимента SHiP со статистикой $N_{POT} = 2 \times 10^{20}$, см. Табл. 3. Также показаны результаты, полученные в PS191 [29] и T2K [60] (в рамках подхода Фельдмана-Казинса) и недавние результаты NA62 [61].

SHiP представлена на рис. 19, 20, 21 и 22 вместе с чувствительностью SHiP, основанной на распадах D-мезонов [37] и предыдущих ограничениях на смешивание активных нейтрино со стерильными из прямых поисков, из космологии (серые области – ограничения, следующие из первичного нуклеосинтеза, взятые из рис. 4.10 статьи [53], которые в рассматриваемом диапазоне масс получаются из ограничения $\tau_s < 0,1$ сек, отображенного на рис. 1 статьи [24]), а также характерная линия, принятая для обозначения допустимых в рамках качельного механизма значений смешивания, $U^2 \approx \frac{\sqrt{m_{atm}^2}}{M_N} \approx 0.05 \text{ эВ}/M_N$. Можно заметить, что эксперимент SHiP способен полностью исследовать центральные части кинематически доступных областей выше космологического ограничения BBN (области, показанные серым цветом), если время жизни HNL берётся для тех же значений смешивания. Примечательно, что линия, отвечающая ограни-

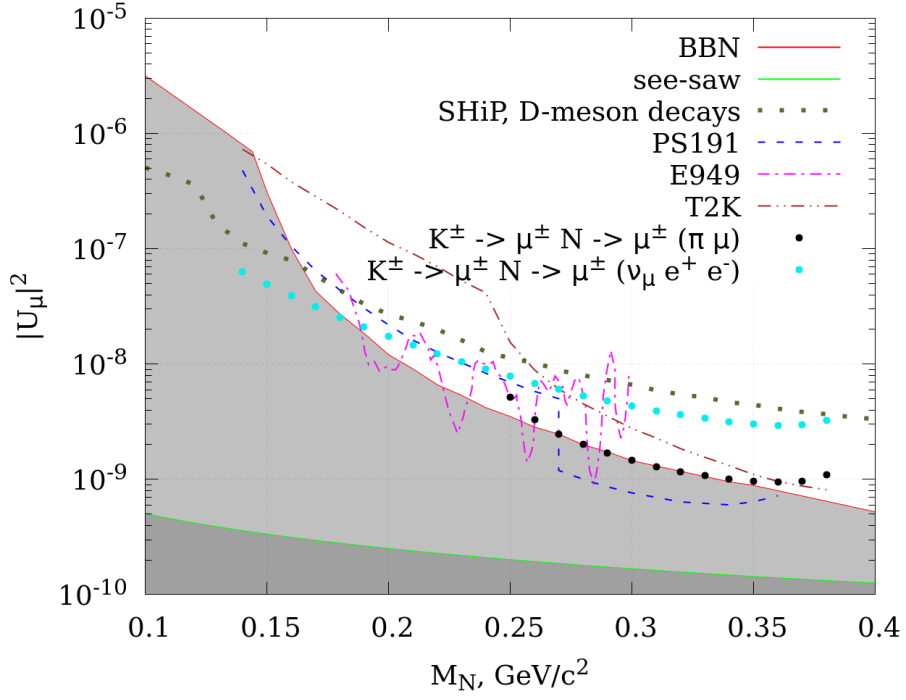


Рис. 20: Существующие ограничения на смешивание HNL с мюонными нейтрино и ожидаемая чувствительность эксперимента SHiP со статистикой $N_{POT} = 2 \times 10^{20}$, см. Табл. 3. Также показаны результаты, полученные в PS191 [29], E949 [34] и T2K [60].

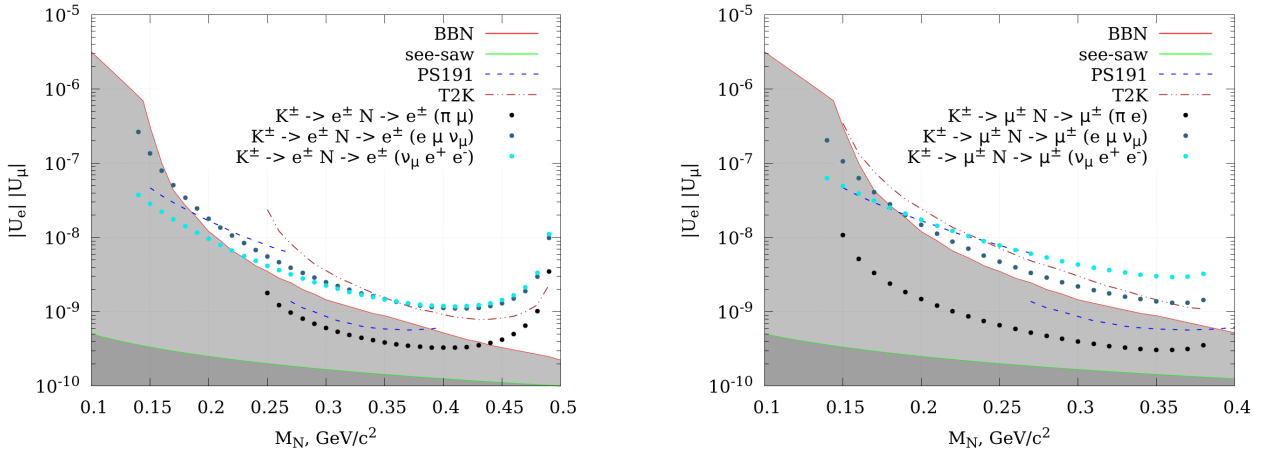


Рис. 21: Существующие ограничения на комбинацию $|U_e U_\mu|$ (левая панель) и $|U_\mu U_e|$ (правая панель) смешивания HNL с мюонными и электронными нейтрино и ожидаемая чувствительность эксперимента SHiP со статистикой $N_{POT} = 2 \times 10^{20}$, см. таблицу 3. Эти графики ограничивают одну и ту же величину, но поскольку соответствующие наблюдаемые продукты распада различны, то для удобства они нарисованы отдельно.

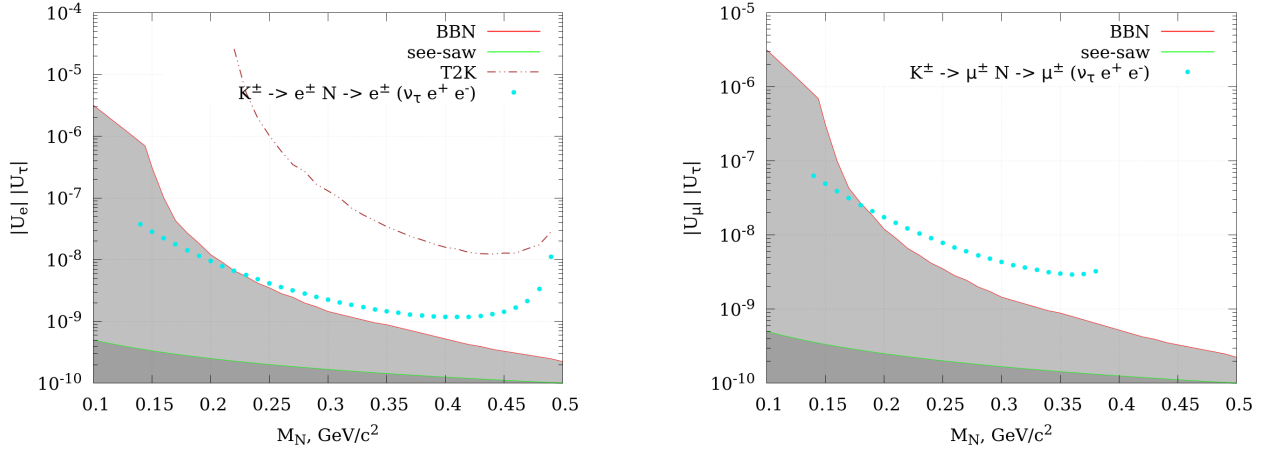


Рис. 22: Существующие ограничения на комбинацию $|U_e U_\tau|$ (левая панель, при условии, что $|U_e| \ll |U_\tau|$) и $|U_\mu U_\tau|$ (правая панель, при условии, что $|U_\mu| \ll |U_\tau|$) HNL и ожидаемая чувствительность эксперимента SHiP со статистикой $N_{ROT} = 2 \times 10^{20}$, см. таблицу 3.

чению, следующему из механизма качелей, приблизительно соответствует *минимальному перемешиванию*, при котором соответствующие стерильные нейтрино вносят достаточно большой вклад в смешивание, чтобы они могли полностью объяснить экспериментально полученные оценки масс активных нейтрино. Область *ниже линии BBN* запрещена из космологических соображений. Поэтому, если прямые поиски не дадут положительного результата, *это закроет простую схему качелей для легкого HNL* при условии, что пределы BBN определены достаточно строго. В таком случае останется для рассмотрения иерархический случай: доминирующее смешивание с тау-нейтрино, $|U_\tau|^2 \gg |U_\mu|^2, |U_e|^2$ может обеспечить распад HNL быстрее, чем 0,1 сек из-за относительно большего вклада $|U_\tau|^2$, который не получит прямых ограничений в SHiP.

Отметим, что в этом исследовании HNL рассматриваются как майорановские частицы, тогда как в экспериментальных анализах PS191 и E949 они считаются дираковскими. Поэтому, чтобы представить эти результаты на одних и тех же графиках, значения для пределов этих линий было разделено на квадратный корень из двух. Более того, первоначальный анализ коллаборации PS191 основан только на взаимодействиях HNL через заряженные токи: вклады ней-

трального тока во все процессы с HNL не учитывались. Следуя анализу в работе [62] эти линии дополнительно смещаются чтобы учесть вклады нейтральных токов, приводя к линиям PS191, представленным на рис. 19-21.

1.3.7 Подведение итогов и обсуждение результатов

Подводя итоги, в этой части главы рассчитываются сигнальные события от гипотетических тяжелых нейтральных лептонов, возникших в результате распада заряженных каонов внутри молибден-вольфрамовой мишени эксперимента SHiP. В рамках проведенного моделирования, этот источник HNL оказывается более перспективным для масс в диапазоне 150 - 500 МэВ, чем рассмотренные ранее распады D-мезонов [37], поскольку он позволяет SHiP полностью исследовать большую часть феноменологически и космологически значимой области смешивания HNL с активными нейтрино для моделей с HNL легче каонов (за исключением случая, когда смешивание с тау-нейтрино преобладает).

В этом исследовании учитываются только основные каналы рождения и моды распада HNL. Можно заключить, что поправки от субдоминантных процессов мало что меняют. Во-первых, рассмотрим распады: доминирующими модами распада являются распады двух тел, скорость которых усиливается фактором обращения киральности $\propto M_N^2$. Трехчастичные распады подавляются фактором, связанным с фазовым пространством, и кинематически запрещены для тяжелой HNL. Низкопороговая трехчастичная лептонная мода, $N \rightarrow e^+e^-\nu$, становится конкурентоспособной только для легкого HNL, $M_N \lesssim m_\pi$, см. рис. 15, но тогда необходимо ввести в анализ пионы как возможный источник таких HNL, что выходит за рамки данной работы. Во-вторых, можно обратиться к рождению: странные барионы, слабо распадающиеся на обычные, тоже давали бы вклад [63], но только в легкие HNL $M_N \lesssim 100$ МэВ, где опять-таки надо учитывать пионы. Обратим внимание, что нейтральные каоны могут распадаться на более тяжелые HNL (например, $K^0 \rightarrow \pi e N$), но с сильно подавленными интенсивностями, см. статью [25].

Значения сигнала от HNL с массами $m_\pi < M_N < M_K$ могут быть увеличены примерно в 2 раза при меньшем обрезании (скажем, 0,5 ГэВ/с) 3-импульсов продуктов распада HNL, см. левую панель рис. 17. Помимо этого, можно попытаться исследовать события распада, когда одна из заряженных частиц движется назад (обратно к мишени) и использовать систему слежения и детектор нейтрино перед объемом распада SHiP для определения типа частицы и измерения ее импульса. Ещё один (но, вероятно, нереалистичный) вариант состоит в том, что достаточно низкие значения обрезания позволили бы SHiP регистрировать HNL от распадов остановившихся каонов, статистика которых на порядок превышает статистику распадов в полете. Геометрический фактор детектора, см. левую часть рис. 16, можно потенциально увеличить, используя систему вето на поверхности распадного объема для обнаружения события распада HNL: фиксируя время и положение пересечения траекторий вылетающих из распадного объема заряженных частиц.

Общая чувствительность SHiP к моделям с HNL, возможно, таким образом может быть увеличена, но незначительно. Количество сигнальных событий масштабируется как $|U_\alpha|^2 \times |U_\beta|^2$, и эти предложения могут помочь снизить ожидаемые пределы в 2 раза, увеличивая долю экспериментально проверенной области около космологического ограничения, следующего из первичного нуклеосинтеза.

Ещё одна важная научная цель прямых поисков тяжелых нейтральных лептонов – проверка области около ограничений, следующих из механизма качелей, отображенных линией $|U_\alpha|^2 \sim m_\nu/M_N$, см. рис. 20-21 – потребует стократного увеличения количества сигнальных событий и станет серьезной целью исследования в экспериментах следующих поколений.

Глава 2 Оценка ограничений на скалярный портал из результатов эксперимента PS191

Новая физика может быть найдена на масштабах намного ниже масштаба электрослабого взаимодействия, если она содержит частицы, мало взаимодействующие с известными частицами, формирующими Стандартную Модель физики частиц. Этот подход может быть предпочтительнее с теоретической точки зрения, учитывая проблему калибровочной иерархии, см., например, [64, 65], и в то же время может содержать успешные решения таких феноменологических проблем, как осцилляции нейтрино, явление темной материи, барионная асимметрия Вселенной и т.д. . [66, 67]. Естественно, такие модели привлекают особое внимание как потенциально проверяемые, поскольку прямое рождение новых лёгких частиц кинематически допустимо.

Все частицы СМ связаны друг с другом благодаря калибровочным взаимодействиям СМ, что строго подразумевает, что новые частицы, если они легкие, должны быть синглетными по отношению к калибровочной группе СМ. Перенормируемые взаимодействия, где константы связи безразмерны, естественно, наиболее перспективны для исследования в низкоэнергетических экспериментах [68, 69, 70]. Эти взаимодействия называются *порталами*, и эта глава, основанная на исследовании [21], будет посвящена скалярному (или хиггсовскому) portalу [71], который соединяет синглетное по отношению к СМ скалярное поле ϕ с хиггсовским дублетом СМ H через следующие лагранжевы члены:

$$\mathcal{L}_{SH} = \mu H^\dagger H \phi + \frac{\beta}{2} H^\dagger H \phi^2. \quad (45)$$

Ненулевое вакуумное среднее дублета Хиггса СМ вызывает смешивание между бозоном Хиггса и новым скаляром. В случае представляющих интерес малых

значений угла смешивания $\theta \ll 1$ и значений масс легкого скаляра, $1 \text{ МэВ} < m_\phi < 1 \text{ ГэВ}$, легчайшее массовое состояние в скалярном секторе почти совпадает с ϕ .

Феноменология скаляра полностью определяется его массой m_ϕ и углом смешивания θ . Действительно, скаляр эффективно взаимодействует с частицами СМ посредством смешивания с виртуальным бозоном Хиггса, более подробно см. статьи [72, 73]. Следовательно, скаляр создается частицами СМ за счёт этого смешивания и распадается на частицы СМ посредством этого же смешивания. Лёгкий скаляр может быть естественной частью расширенного сектора Хиггса [74, 75, 76], служить в качестве частицы темной материи [77, 78, 79], играть роль инфлатона [72, 80] и т. д.

Поиски легкого скаляра — традиционная задача экспериментальной физики частиц, начиная с семидесятых годов, когда началась долгая охота за бозоном Хиггса СМ [81]. Пока что был обнаружен только один фундаментальный скаляр, а именно бозон Хиггса [82, 83], в то время как многочисленные эксперименты уже очень сильно ограничивают пространство параметров моделей со скалярами, последние ограничения см., например, в статье [84]. Тем не менее, сильная физическая мотивация гипотезы существования легких скаляров вовлекает всё новые проекты, например [53, 85, 86, 87], с целью продолжать исследования в этом направлении.

2.1 Эксперимент PS191

В этой главе показывается, что проводившийся в восьмидесятых годах эксперимент PS191 [88, 89, 29] был способен найти легкие скаляры, распадающиеся на заряженные частицы. Это был эксперимент с пучком протонов с энергией 19,2 ГэВ на фиксированной мишени, его схема представлена на рис. 23. В PS191 пучок протонов бил по бериллиевой мишени (мишень представляла из себя цилиндр длиной 80 см и диаметром 6 мм) и образовывал поток вторичных частиц,

в основном легких мезонов, т.е. пионов и каонов. Предполагалось, что последние являются источником стерильных нейтрино: феноменология поиска этих частиц рассматривалась в прошлой главе. Отсутствие сигнала распада стерильных нейтрино можно так же проинтерпретировать как отсутствие схожего ему сигнала распада лёгкого скаляра.

Напомним, что распады каонов и пионов являются одним из основных источников рождения активных нейтрино, а значит, с точки зрения целей PS191 – также и одним из основных источников стерильных нейтрино. Для того чтобы каоны и пионы успевали распасться, за мишенью был установлен распадный объем, заполненный гелием для уменьшения вероятности взаимодействий в нем частиц. Перед тем как распасться, в среднем каон успевал пройти существенное расстояние, см. рис. 23. Поперечное сечение тоннеля распада было прямоугольным, размерами 5 м на 2,8 м. Железный поглотитель длиной 5 м был установлен в конце распадного объема. Детектор сечением 6 м×3 м и дли-

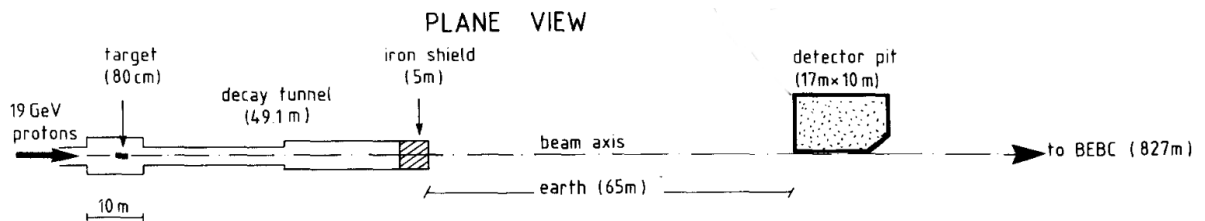


Рис. 23: Схематическая зарисовка эксперимента PS191 взятая из статьи. [88].

ной $\Delta l = 12$ м располагался на расстоянии около $d = 128$ м от мишени и был смещён на $2,29^\circ$ от линии распространения луча. Он был разработан для измерения треков заряженных частиц. Стерильные нейтрино могут распадаться на двух- и трехчастичные состояния с двумя заряженными частицами, обеспечивающими характерный сигнал двух заряженных треков, исходящих из одной точки внутри детектора. Дальнюю сторону детектора занимал электромагнитный калориметр с годоскопом.

Эксперимент PS191 за пару месяцев своей работы набрал общую статистику $N_{\text{POT}} = 0,86 \times 10^{19}$ протонов на мишени (protons on target, POT). Его отрицательные результаты приводят к жестким ограничениям [88, 29] на параметры

модели стерильных нейтрино — значения их масс и смешивания с активными нейтрино — которые конкурируют с нынешними экспериментами и даже с будущими проектами, см., например, [90, 91, 19, 20].

2.2 Феноменология лёгких скаляров

Феноменологически в рамках эксперимента PS191 синглетные легкие скаляры очень похожи на стерильные нейтрино. Они могут образовываться в основном каонами в двухчастичном распаде на пионы, индуцированном однопетлевой диаграммой с кварковым переходом s - d с образованием виртуального W -бозона и u -кварка, см. рис. 24. Последние испускают скаляр за счёт взаимодействия

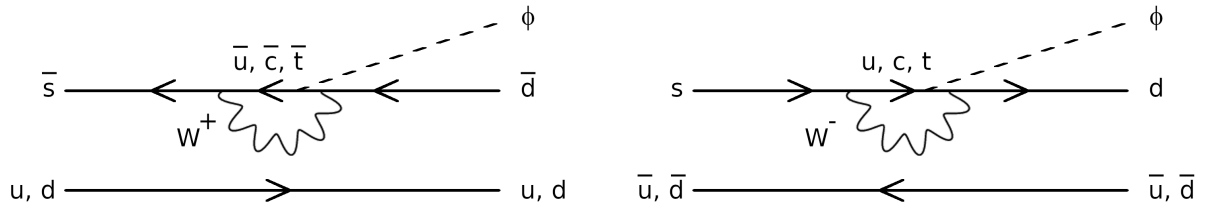


Рис. 24: Фейнмановские диаграммы распадов каонов с рождением лёгкого скаляра ϕ .

типа Юкавы с виртуальным Хиггсом, где t -кварк дает доминирующий вклад. Коэффициент ветвления каона в скаляр оценивается в работах [92, 72] как

$$\begin{aligned} \text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \phi) &= \frac{1}{\Gamma_{K^\pm}} \frac{2p_{\phi CM}}{m_{K^\pm}} \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi m_{K^\pm}} \\ &= \frac{9\tau_{K^\pm} |V_{ts} V_{td}^*|^2 G_F^3 m_t^4 m_{K^\pm}^2 p_{\phi CM} \theta^2}{2048\sqrt{2}\pi^5} \\ &\approx 1.6 \times 10^{-3} \frac{2p_{\phi CM}}{m_{K^\pm}} \theta^2, \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \phi) &= \frac{1}{\Gamma_{K_L}} \frac{2p_{\phi CM}}{m_{K_L}} \frac{|\text{Re}[\mathcal{M}]|^2}{16\pi m_{K_L}} \\ &= \frac{9\tau_{K_L} |\text{Re}[V_{ts} V_{td}^*]|^2 G_F^3 m_t^4 m_{K_L}^2 p_{\phi CM} \theta^2}{2048\sqrt{2}\pi^5} \\ &\approx 5.7 \times 10^{-3} \frac{2p_{\phi CM}}{m_{K_L}} \theta^2, \end{aligned} \quad (47)$$

где скалярный 3-импульс в системе покоя каона равен

$$p_{\phi_{CM}} = \frac{M_K}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{(m_\phi + m_\pi)^2}{m_K^2}\right) \left(1 - \frac{(m_\phi - m_\pi)^2}{m_K^2}\right)}. \quad (48)$$

Затем часть скаляров летит по направлению к детектору. Если их траектории проходят через детектор, то есть шанс обнаружить распады скаляров. Скаляры, рождающиеся в распадах каонов, в рамках СМ кинематически могут распадаться только на пионы, мюоны, электроны и фотоны. Последний канал сильно подавлен (если другие кинематически разрешены) и не дает заряженных треков, которые можно было бы распознать на PS191, поэтому в рамках данной работы он не рассматривается. Интенсивности распада скаляров на заряженные лептонные пары $l^+l^- = e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ и пионы получаются следующими: [72]

$$\Gamma(\phi \rightarrow l^+l^-) = \frac{G_F m_l^2 m_\phi}{4\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_\phi^2}\right)^{\frac{3}{2}} \theta^2, \quad (49)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-) &= 2\Gamma(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0) = \\ &= \frac{G_F m_\phi^3}{8\sqrt{2}\pi} \left(\frac{2}{9} + \frac{11}{9} \frac{m_\pi^2}{m_\phi^2}\right)^2 \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{m_\phi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \theta^2. \end{aligned} \quad (50)$$

Приведенные выше оценки (50) для адронных мод весьма надежны для выбранного диапазона масс легких скаляров, но становятся ненадежными для скалярных масс около 1 ГэВ, см. статьи [93, 72, 94]. Коэффициенты ветвления и время жизни при $\theta = 1$ скаляра представлены на рис. 25. На правом графике с коэффициентом ветвления скаляра и его временем жизни также рисуем для правой вертикальной оси шкалу значений критического угла смешивания θ_{crit} , ниже которого скаляр заданной массы в среднем достигает детектора до распада, $c\tau_\phi > d$. Эксперимент PS191 может исследовать модели со значением смешивания меньше критического, концентрируясь на модах распада скаляра на заряженные частицы, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$, которые дают тот же сигнал, что

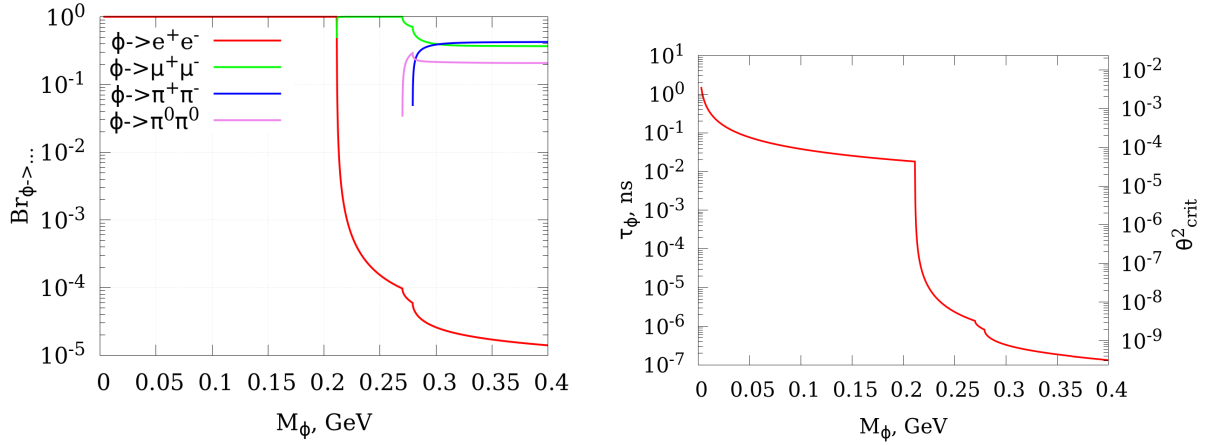


Рис. 25: *Левая панель:* коэффициенты ветвления скаляра. *Правая панель:* Время жизни скаляра τ_{ϕ} при $\theta = 1$ и при критическом значении смешивания θ_{crit} (при более слабом смешивании в среднем скаляр долетает до детектора PS191).

и распад стерильных нейтрино.

2.3 Моделирование пучка каонов

Чтобы оценить количество событий, служащих в качестве сигнала обнаружения в детекторе PS191, проводится моделирование методом Монте-Карло для $N_{sim} = 2 \times 10^6$ протонов с энергией 19,2 ГэВ. Используется программный пакет GEANT4 [59] для описания рассеяния протонов на материале мишени, последующего образования каонов, их распространения внутри мишени и распадного объема и, наконец, распада. Основываясь на исследовании [22], низкоэнергетические и высокоэнергетические процессы КХД аппроксимируются моделями BERTini и QGSP соответственно. Учитываются все каоны из инициированных протонами адронных ливней внутри мишени, а также вторичные каоны, образующиеся в распадном объеме, поглотителе (железном щите на рис. 23) и в грунте (в моделировании используется песок) за пределами распадного объема. При первом взаимодействии каждый протон производит около 0,065 K^+ , 0,032 K^- и 0,044 K_L^0 . Общий бюджет распавшихся каонов приведен в Таблице 4.

В GEANT4 взаимодействие частиц в материи, даже, например, упругое рассеяние на ядрах, описывается как разрушение частиц, а затем их образование.

	в мишени и распадном объеме	в поглотителе	в грунте снаружи распадного объема
K^+ рождено	83833	117493	133535
K^- рождено	37439	899	6984
K_L^0 рождено	19646	1824	11186
K^+ распалось в полёте	92048	4572	18268
K^+ распалось остановившись	446	113028	106499
K^- распалось в полёте	40580	886	3856
K_L^0 распалось (в полёте)	25606	1571	5479

Таблица 4: Бюджет распадающихся каонов для общей смоделированной статистики $N_{POT} = 2 \times 10^6$.

В этой таблице, среди образовавшихся каонов представлены только те, которые в дальнейшем распадаются, т.е. каоны вступающие во взаимодействие с ядрами в таблице опущены.

Точки рождения и распада каона показаны на рис. 26 и 27.

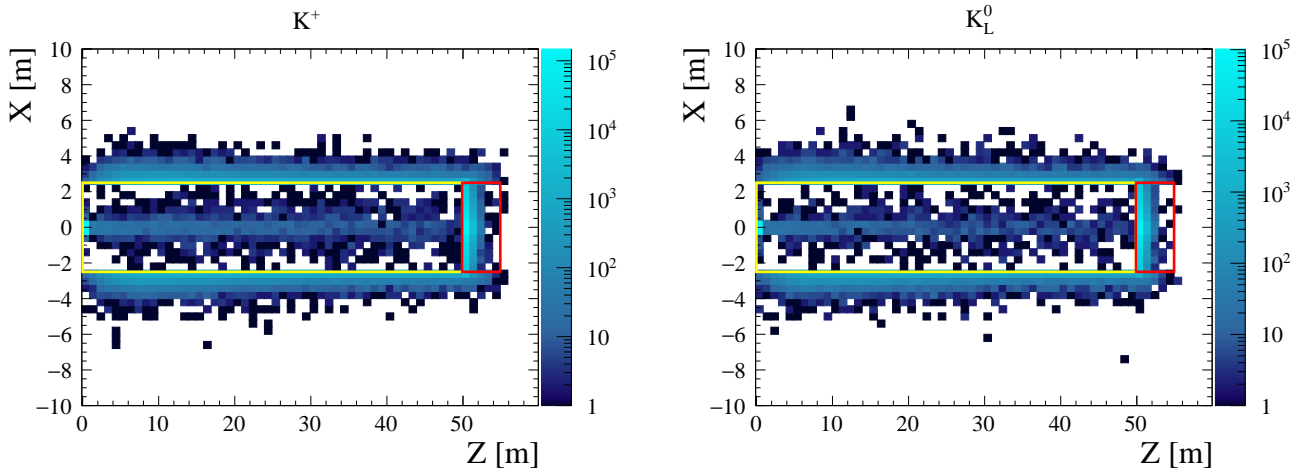


Рис. 26: Точки рождения каона внутри мишени и распадного объема (границы обозначены желтым), поглотителя (границы обозначены красным) и снаружи, ограниченные по направлению Y в пределах ширины распадного объема $|Y| < 1,4 \text{ m}$, полученной при моделировании столкновения протонного пучка с энергией 19,2 ГэВ с бериллиевой мишенью. Рассеяние каонов в неупругом процессе рассматривается как образование новых каонов.

Основными областями производства каонов являются мишень и поглоти-

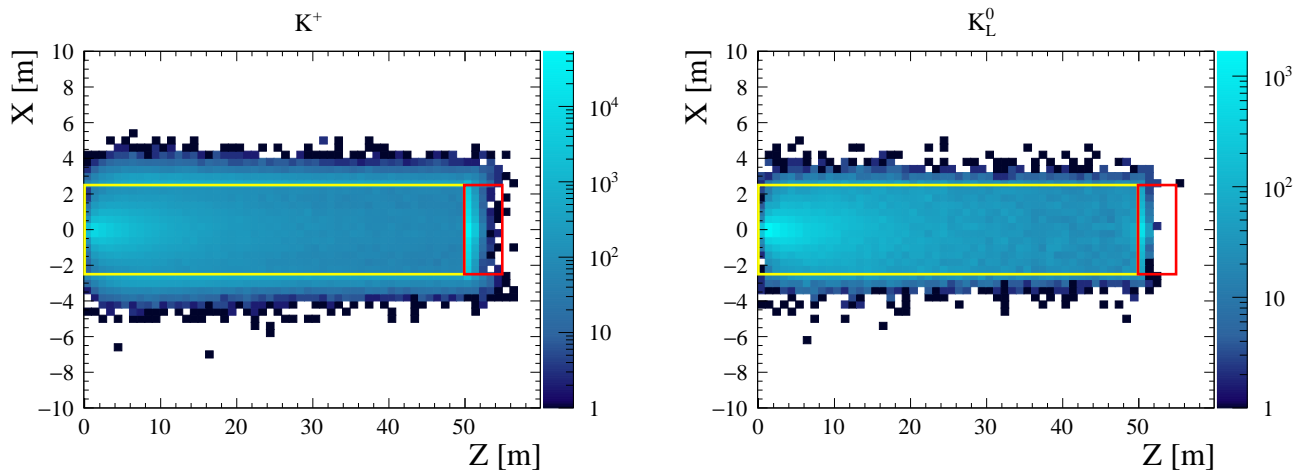


Рис. 27: Точки распада заряженных (левая панель) и нейтральных (правая панель) каонов внутри мишени и распадного объема (границы обозначены желтым), поглотителе (границы обозначены красным) и снаружи, ограниченные в направлении Y в пределах ширины распадного объема $|Y| < 1.4$ м.

тель. Хотя производство каонов в поглотителе больше, большинство рожденных в нем положительно заряженных каонов распадаются в состоянии покоя, поэтому вероятность образования массивных частиц, летящих по направлению к детектору у них ниже. Рождение мезонов в распадном объеме происходит за счет взаимодействия частиц пучка с гелием. Из-за разницы плотностей производство каонов в распадном объеме сильно подавлено по отношению к производству каонов в мишени, поглотителе или грунте. В окружающей почве точки рождения каонов сосредоточены в первой паре метров и их число значительно уменьшается с увеличением расстояния от распадного объема, которое необходимо преодолеть каону в грунте. Количество каонов, распавшихся внутри распадного объема и мишени, несколько превышает количество образованных там каонов. Это объясняется тем, что, хотя некоторые из образовавшихся каонов не успевают распасться и вылетают из распадного объема в грунт, в то же время некоторые каоны, рожденные в поглотителе, стенках распадного объема и близлежащем грунте, вылетают обратно в туннель распада. В проведенном моделировании получается, что количество каонов влетающих в распадный объем превышает количество каонов вылетающих из него. Распадов остановившихся K^- и K_L^0 не наблюдается, поскольку с уменьшением значений импульса эти

каоны начинают эффективно захватываться ядрами.

Кинематические распределения каонов в момент распада представлены на рис. 28.

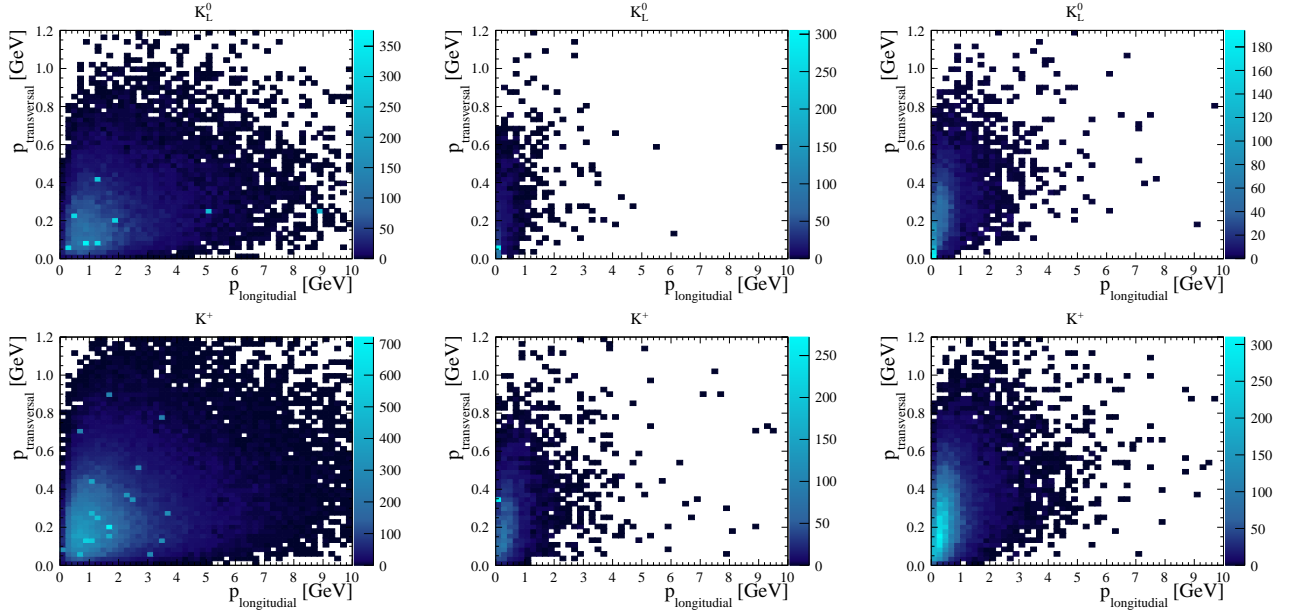


Рис. 28: Кинематические распределения нейтральных (верхние графики) и заряженных (нижние графики) каонов, распавшихся в объеме распада, поглотителе и песке (слева направо).

В эксперименте PS191 была задействована специальная система магнитов для фокусировки положительно заряженных мезонов. Устройство работало только часть времени работы эксперимента, соответствующее статистике $0,56 \times 10^{19}$ POT, подробности см. в статье [88]. Оставшаяся статистика $0,30 \times 10^{19}$ POT была набрана без какого-либо дополнительного магнитного поля. Очевидно, на траекторию полёта нейтральных мезонов никак не влияло, работала ли фокусировочная система или нет.

Естественно, фокусировка должна увеличить способность PS191 протестировать модели с лёгкими скалярами, поскольку положительно заряженные частицы, рожденные в мишени, в этом случае летят ближе к оси луча распространения пучка. Отметим, что среди вторичных частиц доля K^+ значительно выше, чем K^- , см. таблицу 4, и фокусировка положительно заряженных частиц действительно улучшает концентрацию пучка. Во-первых, скаляры, рождённые

в распадах K^+ имеют меньший разброс по углу и имеют более высокие шансы попасть в детектор. Во-вторых, при фокусировке больше заряженных частиц достигает поглотителя (и меньше попадает в стенки туннеля распада), и, как следствие, больше каонов генерируется в поглотителе. Статистика, показанная в Таблице. 4, позволяет заключить, что большинство каонов, распадающихся в поглотителе, были произведены там же. То же самое верно и для каонов, распадающихся вне распадного объема. Помимо этого, на рис. 28 видно, что каоны, распадающиеся внутри поглотителя и вне распадного объема, обладают заметно меньшей энергией, чем те, которые распадаются внутри распадного объема, и, поэтому, направления их полёта широко рассеяны, а значит меньшая часть рождённых в таких распадах скаляров будет лететь в сторону детектора. Ожидается, что это рассеяние не будет шире в режиме фокусировки, и что больше каонов будут распадаться в поглотителе, а в грунте вне распадного объема – меньше. Более того, поглотитель находится ближе к детектору, а значит, можно сказать, что в режиме фокусировки распады остановившихся каонов выигрывают в геометрическом факторе, т.е. рождённые в таких распадах скаляры с большей вероятностью попадают в детектор. Однако, моделирование рождения каонов в режиме с работающими магнитами требует детального знания установки PS191. Вместо этого проводится моделирование без учёта магнитного поля, и для *нейтральных и положительных каонов* используется вся статистика $N_{POT} = 0,86 \times 10^{19} POT$, а для *отрицательных каонов* используется только статистика $N_{POT} = 0,3 \times 10^{19} POTs$, что лишь занижает ожидаемое значение сигнала. Таким образом, ограничения на скаляр, которые приводятся в рамках этого исследования, являются консервативными.

2.4 Моделирование сигнала лёгких скаляров

Точки рождения легких скаляров, очевидно, совпадают с точками распада каонов. Общее количество произведенных скаляров представлено на рис. 29.

Рассматриваемые скаляры преимущественно набираются из рожденных в рас-

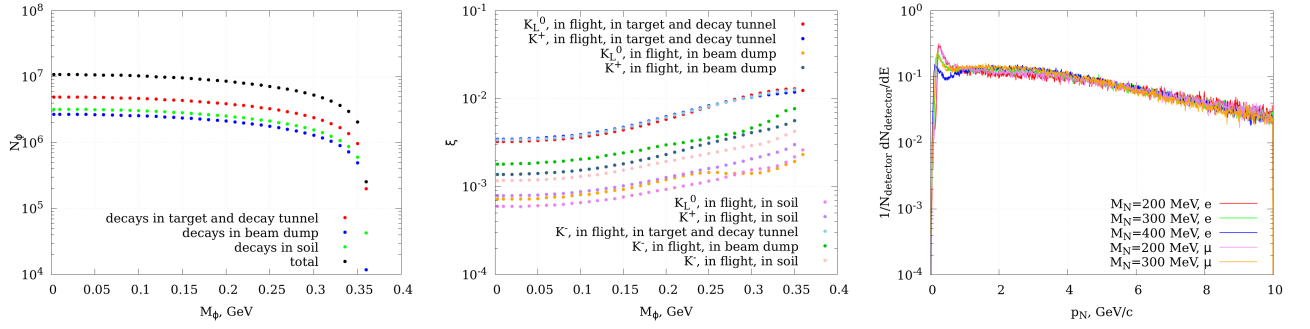


Рис. 29: *Левая панель:* ожидаемое полное количество лёгких скаляров, рождающихся в распадах каонов при $\theta^2 = 10^{-8}$. *Средняя панель:* геометрический фактор ξ легких скаляров как функция их массы для легких скаляров, рождающихся в распадах нейтральных и заряженных каонов. *Правая панель:* спектры лёгких скаляров, которые достигают детектора для различных масс и $\theta^2 = 10^{-8}$.

падном объеме, что в некоторой мере оправдывает игнорирование в моделировании магнитного поля для положительных и отрицательных каонов и подтверждает утверждение, что полученные ограничения являются консервативными.

Чтобы найти 3-импульсы лёгких скаляров, предполагается изотропное распределение в системе покоя каждого распадающегося каона и выполняется обратное преобразование Лоренца в лабораторную систему с помощью буста по 3-импульсу каона. Моделируются траектории полученных лёгких скаляров, те из них, что не проходят через детектор, в дальнейшем моделировании не задействуются. Оставшиеся в рассмотрении частицы составляют долю ξ всех рождённых лёгких скаляров, также называемую геометрическим фактором. Геометрический фактор ξ и спектры лёгких скаляров, достигающих детектора, показаны на рис. 29. Естественно, наилучшие шансы пролететь через детектор имеют скаляры, родившиеся в распадном объеме. Используя уравнения. (49),(50) вычислим вероятность распада лёгкого скаляра с энергией E_ϕ в объеме детектора:

$$P = (1 - \exp(-\Gamma_{tot} \Delta l M_\phi/p_\phi)) \exp(-\Gamma_{tot} d M_\phi/p_\phi), \quad \Gamma_{tot} = \sum \Gamma(\phi \rightarrow \dots).$$

Условие детектирования в эксперименте PS191 требовало, чтобы по крайней мере две частицы достигали годоскопа [29]. Это же условие применяется к продуктам распада скаляра. Для этого моделируется распад и траектории дочерних частиц таким же образом, как моделировалось рождение лёгких скаляров. Считаются детектируемыми только те распады, для которых обе дочерние частицы проходят через заднюю стенку детектора. Кинематические распределения дочерних частиц показаны на рис. 30. Суммируя все эти факторы, получаем окон-

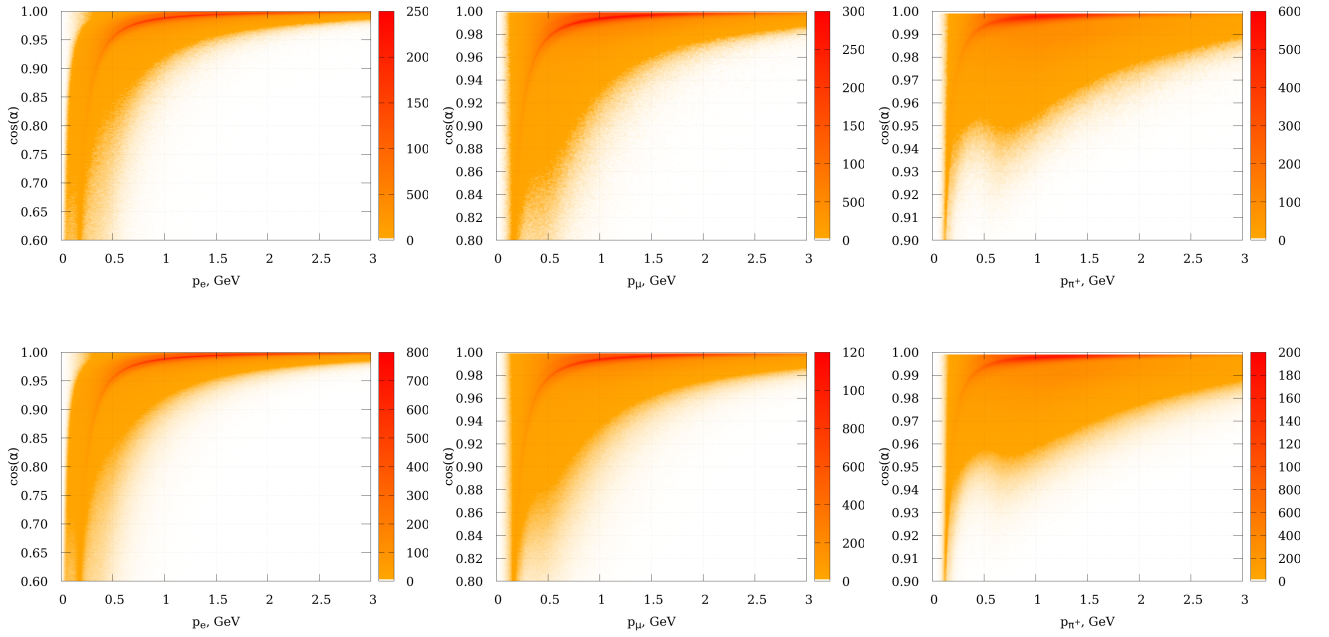


Рис. 30: Кинематика дочерних частиц от распада скаляра $K \rightarrow \pi\phi$, $\phi \rightarrow X^+X^-$: $K = K^\pm(K_L^0)$ на верхних (нижних) панелях и $X^+X^- = e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ слева направо, $M_\phi = 300$ МэВ.

чательную оценку числа лёгких скаляров, которые распадаясь дают сигнал в детекторе

$$N_\phi = N_{POT} \times \sum_{K=K^+, K^-, K_L} \frac{N_K}{N_{sim}} \cdot Br(K \rightarrow \pi\phi) \cdot \xi_K \cdot P. \quad (51)$$

Напомним, что в этом эксперименте можно было распознать только моды распада с заряженными частицами, но это несущественно снижает способность PS191 ограничить параметры лёгкого скаляра, так как для всего представля-

ющего интерес интервала масс в распадах доминируют заряженные моды, см . рис. 25.

Обратим внимание, что если значения смешивания достаточно велики, то легкие скаляры будут распадаться до того, как достигнут детектора. Поэтому PS191 не может ограничивать область выше некоторых значений θ . Значение θ_{crit} , соответствующее ситуации, когда средний путь лёгкого скаляра становится равным расстоянию от точки рождения до детектора, устанавливается в качестве критического: $\frac{p_\phi}{M_\phi} \frac{1}{\Gamma_{tot}(\theta_{crit})} = d$. Из рис. 31 видно, что эти значения становятся сравнимыми с предполагаемыми ограничениями для области масс $M_\phi > 210$ МэВ.

Итоговое число лёгких скаляров, распадающихся в объеме детектора (51), показано на левой панели рис. 31. При достаточно малом θ зависимость числа

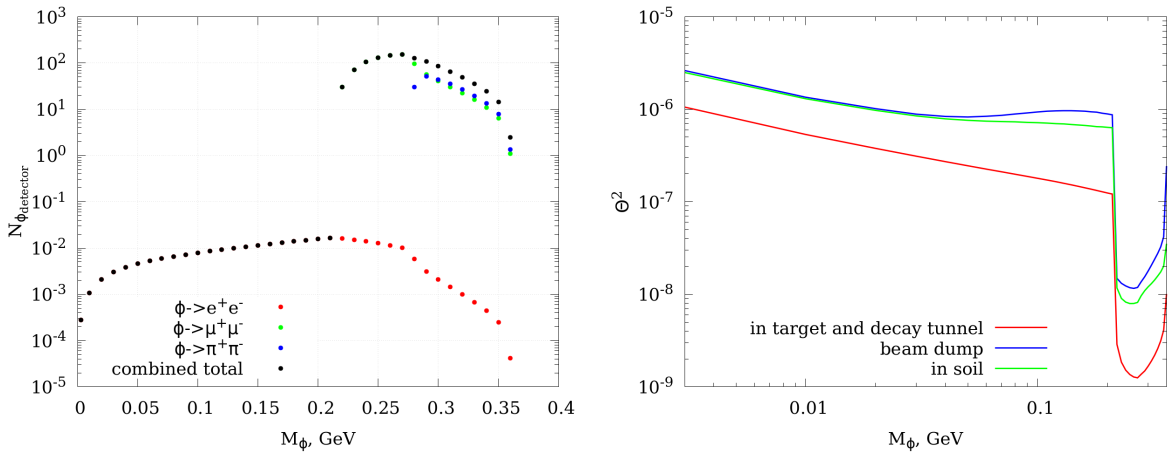


Рис. 31: *Левая панель:* смоделированное количество распадов лёгких скаляров в объеме детектора в различных модах распада, $\theta^2 = 10^{-8}$. *Правая панель:* Вклад скаляров, рождённых в различных областях, в окончательное ограничение: область над сплошной линией исключена при 90% CL из отрицательных поисков на PS191, $N_{POT} = 0,3 \times 10^{19}$.

сигнальных событий от смешивания упрощается до $N_{\phi_{detector}} \propto \theta^4$. Чувствительность PS191 оценивается из требования, чтобы это число было меньше 2,3 (что отвечает отсутствию сигнала с 90% CL): на правой панели рис. 31 показаны вклады различных областей положения распада каона в конечное ограничение. Поскольку в эксперименте PS191 для всех заряженных мод не было обнаруже-

но сигнальных событий, все вклады выше суммируются, и получается, что область, очерченная сплошной красной линией на рис. 32, закрывается. За основу был взят график из статьи [84], к которому был добавлен недавний повторный анализ [95] данных LSND и результаты поиска в MicroBooNE [96].

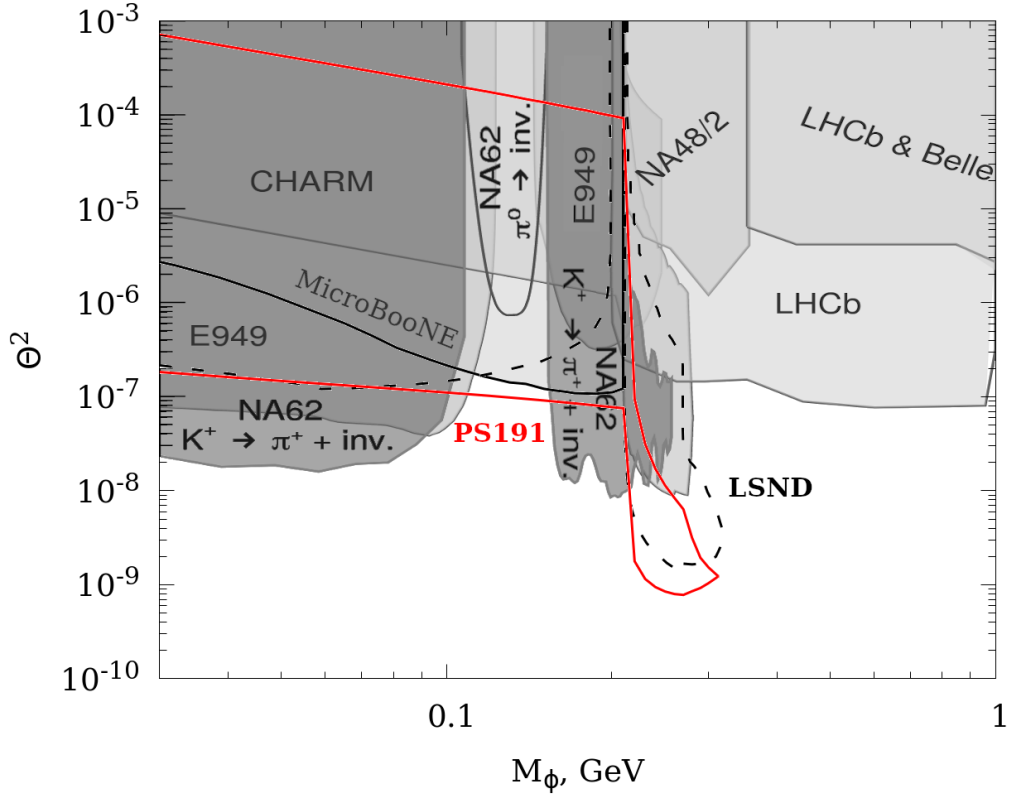


Рис. 32: Пространство параметров модели, исследованное различными экспериментами: область, обведенная сплошной красной линией, исключена при 90% CL из отрицательных результатов поиска на PS191.

2.5 Подведение итогов и обсуждение результатов

Подводя итоги, были проанализированы опубликованные результаты эксперимента PS191, с целью получить новые ограничения на модели с легким скаляром, смешивающимся с бозоном Хиггса СМ. В пространстве параметров угла смешивания и скалярной массы (θ, M_ϕ) это исследование позволяет закрыть ранее непротестированные области масс 100-150 МэВ и значений смешивания $\theta^2 \sim 10^{-7} - 3 \times 10^{-7}$, а также $M_\phi \sim 200 - 300$ МэВ, $\theta^2 \sim 10^{-9} - 10^{-8}$, см. рис. 32.

Эти результаты могут быть дополнительно улучшены. В этом исследовании был полностью проигнорирован вклад K_S^0 , коэффициент ветвления которого в скаляр сильно подавлен. Точно так же, рассеяние каонов на материи может превращать нуклоны в гипероны, которые могут распадаться, производя скаляры. В этой работе при рассмотрении потенциальных источников скаляров игнорировался вклад гиперонов, а также всех более тяжелых частиц. В моделировании не был учтен вклад магнитных полей, работавших не все время набора статистики. Утверждается, что полученные ограничения, основанные на моделировании GEANT4 без магнитных полей, являются консервативными. Почва вокруг распадного объема и поглотителя была примерно аппроксимирована как песок: возможно, вещество с более высокой плотностью давало бы несколько большую оценку геометрического фактора и, как следствие, большее количество сигнальных событий. Однако полученный в моделировании вклад области “в грунте” в окончательные ограничения весьма мал, см. правую панель рис. 31. Это показывает, что отсутствие детального описания области “в грунте” в проведенном моделировании не может существенно изменить полученные оценки, которые также получают консервативными в этом отношении.

Глава 3 Поиск миллизаряженных частиц в эксперименте T2K (T2HK)

Квантование электрического заряда остается необъяснимым в рамках Стандартной Модели физики частиц и может указывать на некую теорию Великого Объединения. Следовательно, имеет смысл искать новые частицы с дробным электрическим зарядом, как правило, называемые миллизаряженными частицами (MCP): их обнаружение означало бы либо неправильное представление при построении моделей [97], либо наличие дополнительных абелевых калибровочных симметрий в физике элементарных частиц высоких энергий [98]. Даже частицы темной материи могут нести крошечный электрический заряд, см., например, [99], что имеет определенные последствия для космологии, поскольку MCP могут, например, оставлять след на картине анизотропии реликтового излучения [100, 101]. Данная глава основана на работе [22].

Вышеперечисленные аргументы делают MCP физически хорошо мотивированным примером мало взаимодействующих массивных частиц. С одной стороны, они являются достаточно лёгкими, чтобы рождаться в коллайдерных экспериментах. С другой стороны, если MCP достаточно мало взаимодействуют с частицами стандартной модели, то для их обнаружения могут годиться лишь высокоинтенсивные эксперименты нового поколения [102, 103]. Эти эксперименты могут быть специально посвящены поиску новой физики, как, например, SHiP [53, 55], или могут ориентироваться на другие исследования, но иметь возможность выполнять поиск маловзаимодействующих частиц наряду с работой над основными задачами. Среди экспериментов второго типа можно выделить эксперименты нового поколения по изучению осцилляций нейтрино, такие как DUNE и T2HK, которые смогут протестировать широкий диапазон масс MCP [104]. За счёт большой статистики попаданий протонов в мишень и высокочувствительных ближних детекторов, предназначенных в первую очередь для регистрации потоков нейтрино, эти эксперименты полностью соответ-

ствуют критериям поиска маловзаимодействующих частиц.

В этой главе исследуются перспективы поиска МСР в экспериментах T2K и T2HK для модернизированного ближнего детектора T2K. Обычно детекторы нейтрино не подходят для обнаружения маловзаимодействующих частиц, так как его взаимодействие внутри детектора практически имитирует сигнал нейтрино. Чтобы обойти это затруднение в нейтринном эксперименте ArgoNeut, см. статью [105], предложили использовать сигнатуру двух последовательных взаимодействий внутри объема детектора в качестве кандидата сигнала МСР. Это осуществимо при не очень маленьком электрическом заряде. Простые оценки предсказывают практическое отсутствие фона для такой сигнатуры от нейтрино, рожденных в пучке. Для измерений осцилляций T2HK имеется $N_{POT} = 2,7 \times 10^{22}$ событий ударов протонов о мишень за 10 лет работы для модернизированного ближнего детектора T2K (см. статью [106]). Учитывая, что это означает прямое улучшение параметров по сравнению с экспериментом ArgoNeut, эта сигнатура кажется очень многообещающей. В частности, в моделях с массами МСР $m_\chi \simeq 0,1 - 0,5$ ГэВ T2HK сможет исследовать неисследованную ранее область зарядов $\epsilon e \simeq 10^{-3} - 10^{-2} e$, где e — заряд электрона.

3.1 Феноменология МСР и моделирование вторичных мезонов

Пара МСР может возникнуть через виртуальный фотон в процессах распада мезонов. Это основной механизм образования МСР в JPARC, где пучок протонов высокой интенсивности с энергией 30 ГэВ бьет в углеродную мишень [107], в результате чего образуются легкие мезоны. Легкие векторные мезоны без флэйвора ρ , ω , ϕ могут распадаться в пару МСР $\chi\bar{\chi}$ со следующими

коэффициентами ветвления:

$$\text{Br}(V \rightarrow \chi\bar{\chi}) = \epsilon^2 \cdot \text{Br}(V \rightarrow e^+e^-) \cdot \left(1 + 2\frac{m_\chi^2}{M_V^2}\right) \sqrt{1 - 4\frac{m_\chi^2}{M_V^2}}, \quad V \in \{\rho, \omega, \phi\}. \quad (52)$$

Эта формула практически повторяет формулу для коэффициента ветвления распада в мюонную пару (из-за лептонной универсальности различие связано только с фазовым пространством) [108, 109]. Псевдоскалярные мезоны π^0 , η , η' рождают пару МСР только в трехчастичных распадах, коэффициент ветвления которых подавлен по сравнению с (52) фактором фазового пространства и дополнительными константами связи. Подобным образом могут распадаться и векторные мезоны. Двухчастичные распады кинематически предпочтительнее для более тяжелых МСР, однако псевдоскалярные мезоны чаще рождаются в столкновениях протонов, так что учитываются как двухчастичные, так и трехчастичные процессы. Их парциальные ширины распада могут быть получены путем обобщения выражений для электронов и мюонов в статьях [110, 111, 112, 113] (см. также [114]),

$$\begin{aligned} \text{Br}(X \rightarrow Y \chi\bar{\chi}) &= \epsilon^2 \cdot \text{Br}(X \rightarrow Y \gamma) \cdot \frac{2\alpha}{3\pi} f_{X \rightarrow Y} \int_{4m_\chi^2}^{m_X^2} \frac{dm_{\chi\chi}^2}{m_{\chi\chi}^2} \left(1 + 2\frac{m_\chi^2}{m_{\chi\chi}^2}\right) \\ &\times \left(1 - 4\frac{m_\chi^2}{m_{\chi\chi}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\left(1 + \frac{m_{\chi\chi}^2}{M_X^2 - M_Y^2}\right)^2 - 4\frac{m_{\chi\chi}^2 M_X^2}{(M_X^2 - M_Y^2)^2} \right)^{\frac{3}{2}} |F_{XY}(m_{\chi\chi}^2)|^2, \quad (53) \end{aligned}$$

$$X \rightarrow Y \in \{\pi \rightarrow \gamma, \eta \rightarrow \gamma, \eta' \rightarrow \gamma, \omega \rightarrow \pi^0, \phi \rightarrow \pi^0, \phi \rightarrow \eta\},$$

$$f_{\pi \rightarrow \gamma} = f_{\eta \rightarrow \gamma} = f_{\eta' \rightarrow \gamma} = 1, \quad f_{\omega \rightarrow \pi^0} = f_{\phi \rightarrow \pi^0} = f_{\phi \rightarrow \eta} = \frac{1}{2},$$

где $m_{\chi\chi}$ обозначает инвариантную массу пары МСР, а форм-факторы взяты из

статей [115, 111, 112, 113, 110, 116, 117] и принимают вид:

$$|F_{\pi\gamma}(m_{\chi\chi}^2)|^2 = \left(1 + a_\pi \frac{m_{\chi\chi}^2}{M_\pi^2}\right)^2, \quad M_\pi = 0.135 \text{ ГэВ}, \quad a_\pi = 0.11 \quad (54)$$

$$|F_{\eta\gamma}(m_{\chi\chi}^2)|^2 = \left(1 - \frac{m_{\chi\chi}^2}{\Lambda_\eta^2}\right)^{-2}, \quad \Lambda_\eta = 0.72 \text{ ГэВ} \quad (55)$$

$$|F_{\eta'\gamma}(m_{\chi\chi}^2)|^2 = \frac{\Lambda_{\eta'}^2 (\Lambda_{\eta'}^2 + \gamma_{\eta'}^2)}{(\Lambda_{\eta'}^2 - m_{\chi\chi}^2)^2 + \Lambda_{\eta'}^2 \gamma_{\eta'}^2}, \quad \Lambda_{\eta'} = 0.79 \text{ ГэВ}, \quad \gamma_{\eta'} = 0.13 \text{ ГэВ} \quad (56)$$

$$|F_{\omega\pi^0}(m_{\chi\chi}^2)|^2 = \left(1 - \frac{m_{\chi\chi}^2}{\Lambda_\omega^2}\right)^{-2}, \quad \Lambda_\omega = 0.65 \text{ ГэВ} \quad (57)$$

$$|F_{\phi\eta}(m_{\chi\chi}^2)|^2 = \left(1 - \frac{m_{\chi\chi}^2}{\Lambda_{\phi\eta}^2}\right)^{-2}, \quad \Lambda_{\phi\eta}^{-2} = 1.93 \text{ ГэВ}^{-2} \quad (58)$$

$$|F_{\phi\pi^0}(m_{\chi\chi}^2)|^2 = \left(1 - \frac{m_{\chi\chi}^2}{\Lambda_{\phi\pi^0}^2}\right)^{-2}, \quad \Lambda_{\phi\pi^0} = 2.02 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (59)$$

Коэффициенты ветвления, входящие в уравнения (52),(53) приведены в [118]:

$$\begin{aligned} \text{Br}(\pi \rightarrow \gamma\gamma) &= 0.988, & \text{Br}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) &= 0.394, & \text{Br}(\eta' \rightarrow \gamma\gamma) &= 0.0221 \\ \text{Br}(\omega \rightarrow e^+e^-) &= 7.28 \times 10^{-5}, & \text{Br}(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) &= 0.0828, \\ \text{Br}(\rho \rightarrow e^+e^-) &= 4.72 \times 10^{-5}, & \text{Br}(\phi \rightarrow e^+e^-) &= 2.95 \times 10^{-4}, \\ \text{Br}(\phi \rightarrow \pi^0\gamma) &= 1.27 \times 10^{-3}, & \text{Br}(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= 0.0131 \end{aligned}$$

Соответствующие коэффициенты ветвления представлены на рис. 33.

Легкие мезоны образуются в результате рассеяния протонов на мишени, в результате которого образуются адронные ливни. Спектры мезонов оцениваются с помощью пакета GEANT4 [59]. Выбор способа моделирования адронных взаимодействий влияет на результат, поэтому рассматриваются различные модели. Инструментарий GEANT4 определяет примерно две кинематические области, разделенные порогом ≈ 10 ГэВ, в которых применяются разные модели. Выше 10 ГэВ наиболее широко используемыми моделями в физике высоких

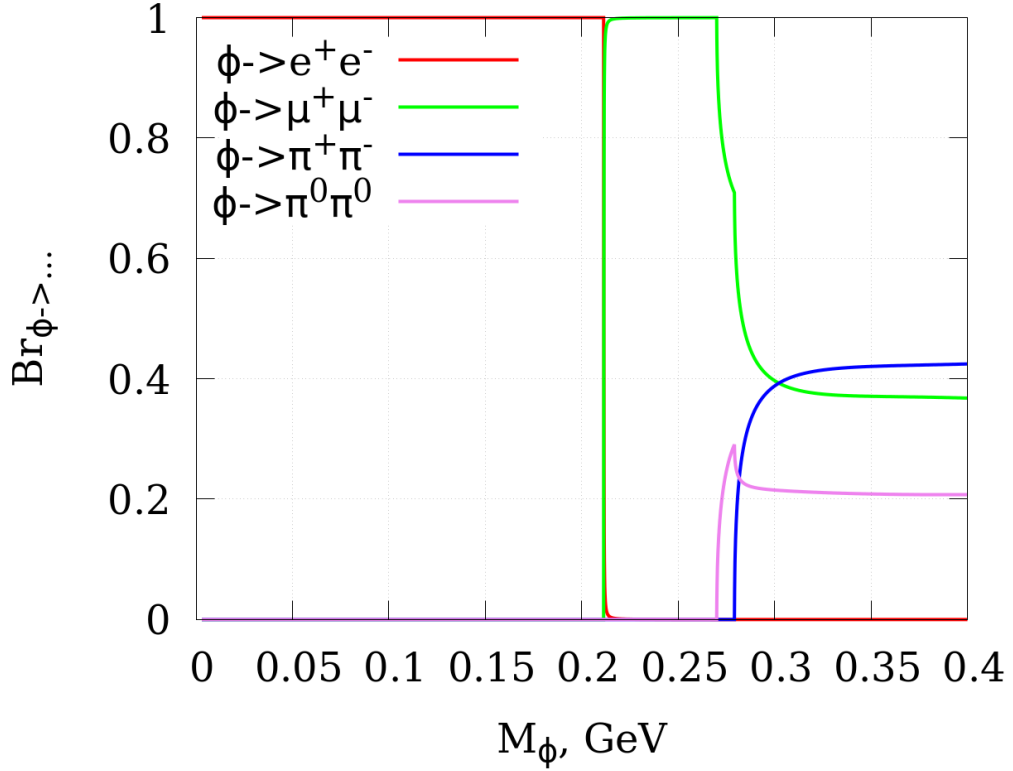


Рис. 33: Коэффициенты ветвления мезонов в МСР для $\epsilon^2 = 1$.

энергий являются: модель кварк-глюонной струны (Quark gluon string model, QGSP) и Fritiof (FTF). В области энергий ниже 10 ГэВ рассматривались модели BERTini (BERT) и бинарно-каскадная (binary cascade, BIC). Рождение легких мезонов было промоделировано всеми вышеперечисленными моделями, после чего сравниваются их результаты. Не обнаруживается почти никакой разницы ($<1\%$) между моделями BERT и BIC на низких энергиях, в то время как прогнозы QGSP и FTF оказываются существенно разными. Результаты этого моделирования приведены в [табл. 5](#).

Физическая модель QGSP_BERT считается более надежной, поскольку она обеспечивает лучшее согласие с известными числами производства на T2K нейтральных пионов π^0 , поэтому в дальнейшем будет использоваться именно она. Однако, в литературе не удалось обнаружить значения экспериментальных измерений интенсивностей рождения других легких мезонов, поэтому количество начальных мезонов является возможным источником неопределенностей в те-

Мезон	QGSP_BERT	FTF_BERT
π^0	3.12	4.17
η	0.40	0.31
η'	0.15	0.14
ρ	0.21	0.40
ω	0.12	0.27
ϕ	0.0051	0.0051

Таблица 5: Рождение легких мезонов при начальном столкновении протонов с энергией 30 ГэВ с мишенью Т2К для различных физических моделей GEANT4.

кущем исследовании. Наибольшая разница между моделями наблюдалась для выхода ρ и ω . Кинематическое распределение образовавшихся мезонов показано на рис. 34.

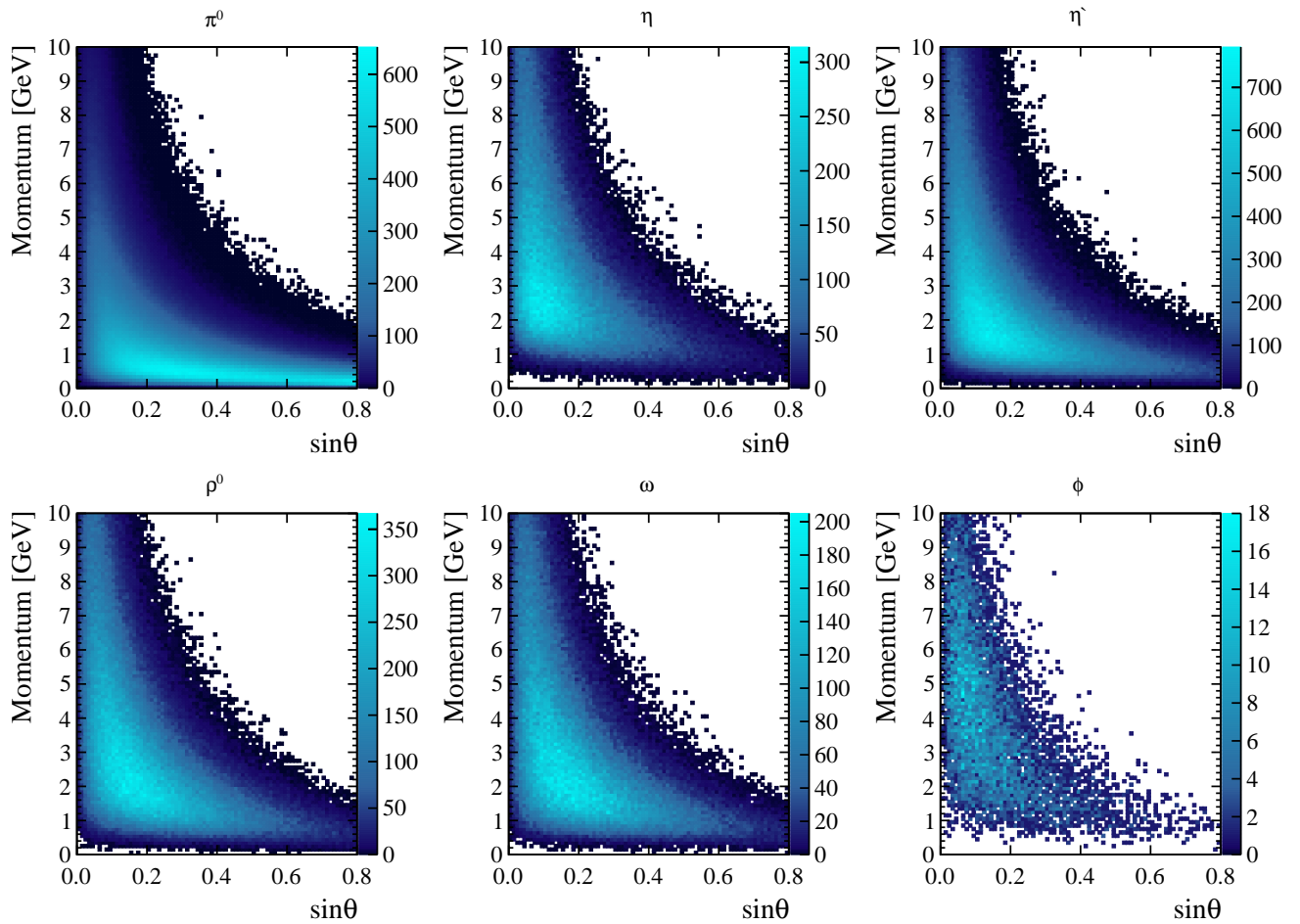


Рис. 34: Кинематические распределения легких мезонов по 3-импульсу и углу относительно оси распространения пучка протонов J-PARC.

Моделирование $N_{sim} = 2 \times 10^6$ протонов на мишени (POT) дало следующие (приблизительные) значения числа рожденных легких мезонов, важных для

феноменологии МСР:

$$N_\pi = 6.24 \times 10^6, \quad N_\eta = 7.94 \times 10^5, \quad N_{\eta'} = 2.96 \times 10^5, \\ N_\rho = 4.16 \times 10^5, \quad N_\omega = 2.32 \times 10^5, \quad N_\phi = 1.01 \times 10^4.$$

Направления вылетающих МСР получаются следующим образом. Во-первых, распределение в системе покоя распадающихся мезонов в случае двухчастичных распадов принимается изотропным. Для трехчастичных распадов инвариантная масса МСР (и, следовательно, энергия третьей частицы) выбирается случайным образом в соответствии с распределением (53). Задав импульсу третьей частицы случайное направление в системе покоя, восстанавливается импульс МСР. Во-вторых, проводится преобразование Лоренца обратно в лабораторную систему с помощью буста вдоль z -импульса распадающегося мезона. Для детектирования полученный МСР должен, в соответствии с выбранной сигнатурой обнаружения, участвовать в двух последовательных взаимодействиях с веществом внутри объема детектора. Поэтому требуется, чтобы траектория МСР прошла через ближний детектор Т2К, расположенный на расстоянии $d = 280$ м от мишени и под углом $2,5^\circ$ к оси протонного пучка.

3.2 Ближний детектор Т2К (Т2НК)

В данной работе рассматриваются перспективы обнаружения МСР на новом нейтринном детекторе SuperFGD [119], который будет установлен в смещённом с оси детекторном комплексе ND280. Основной целью этого детектора является снижение систематических неопределенностей в предсказании общего числа сигнала нейтринных событий в дальнем детекторе Т2К Супер-Камиоканде при наличии осцилляций [106]. SuperFGD начнёт сбор данных в рамках программы Т2К, работая с Super-Камиоканде [120], а затем будет использоваться для измерения CP-асимметрии в нейтринных осцилляциях в рамках проекта Нурег-

Kamiokande (программа T2HK). Высокозернистый сцинтиляционный детектор SuperFGD массой около 2 тонн состоит из $\sim 2 \times 10^6$ маленьких сцинтиляционных кубов со стороной 1 см, каждый из которых пронизан волокнами, меняющими длину волны (wave-length shifting fibers, WLS fibers) в трех ортогональных направлениях, соединенными с компактными фотодатчиками – мультиспектральными счетчиками фотонов (Multi-Pixel Photon Counters, MPPC), как показано на рис. 35.

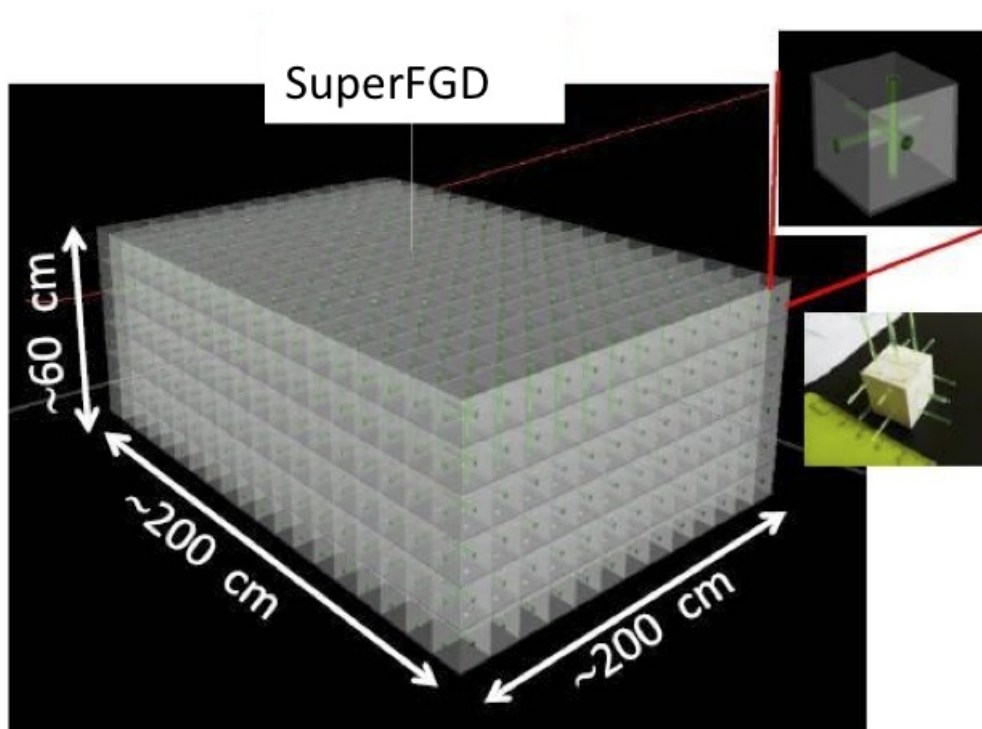


Рис. 35: 3D -схема структуры SuperFGD. Также показаны кубы размером $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$ с тремя ортогональными сдвигающими длину волны волокнами, которые вставляются в отверстия.

SuperFGD будет служить мишенью для активных нейтрино и детектором с охватом 4π для заряженных частиц, рожденных в нейтринных взаимодействиях. Размер SuperFGD составляет около $0,56 \times 1,92 \times 1,84 \text{ м}^3$. Небольшое отклонение в $2,5^\circ$ по отношению к пучку нейтрино не вызывает сильного уменьшения потока МСР. Основное ограничение детектирования связано с площадью передней поверхности детектора. Детектор размещен так, что его передняя сто-

рона по отношению к лучу имеет размер $1,92 \times 0,56 \text{ м}^2$, а сторона 1,84 м ориентирована вдоль направления луча распространения нейтрино. Геометрический фактор $\xi_{X,i}$ определяется как доля смоделированных траекторий МСР, проходящих через SuperFGD. Эти факторы рассчитаны для каждой моды рождения МСР, результаты просуммированы для каждого типа изначального мезона на рис. 36. Соответствующие количества и спектры МСР, достигающих детекто-

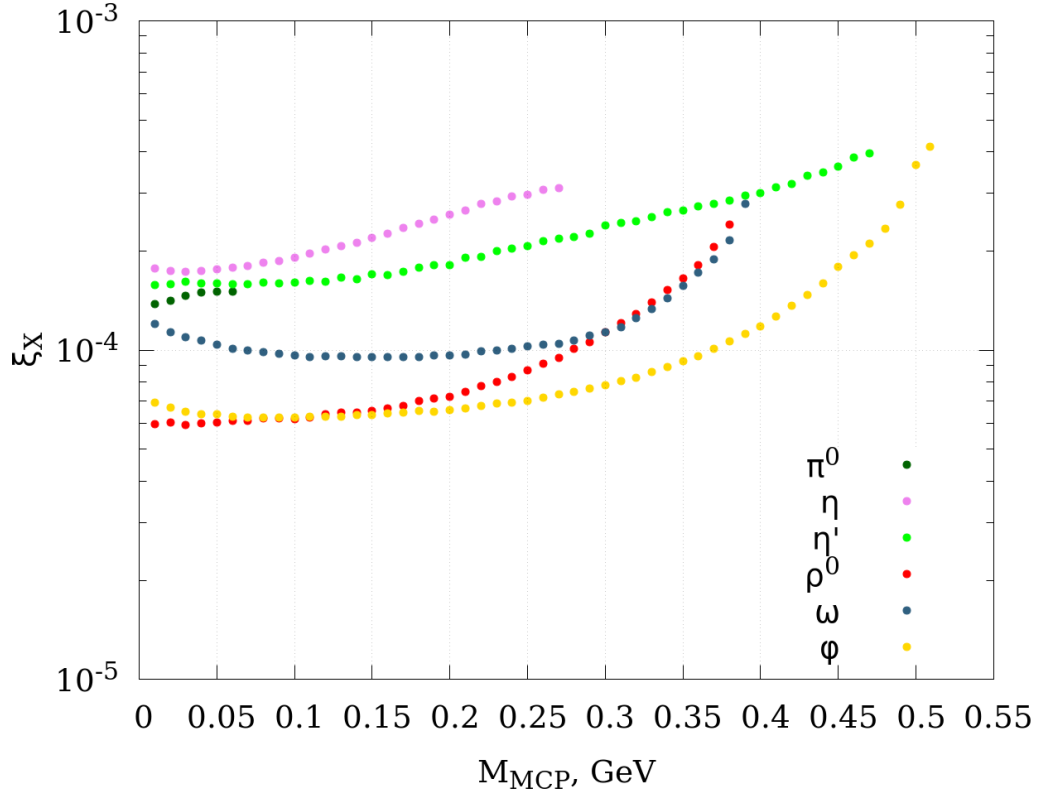


Рис. 36: Геометрический фактор $\xi_{X,i}$ как функция массы для МСР рождённых в распадах различных мезонов.

ра, представлены на рис. 37. Следуя методике, описанной в статье. [105], можно проверить, что для эталонного значения $\epsilon = 10^{-3}$ потери энергии и отклонения траектории, вызванные многократным рассеянием МСР в грунте на пути ~ 200 м до детектора, пренебрежимо малы.

Прототипы SuperFGD были испытаны на заряженном пучке в ЦЕРНе, и их работа отвечала всем поставленным требованиям [121, 122]. Были получены значения светового выхода для минимальной ионизирующей частицы (minimum

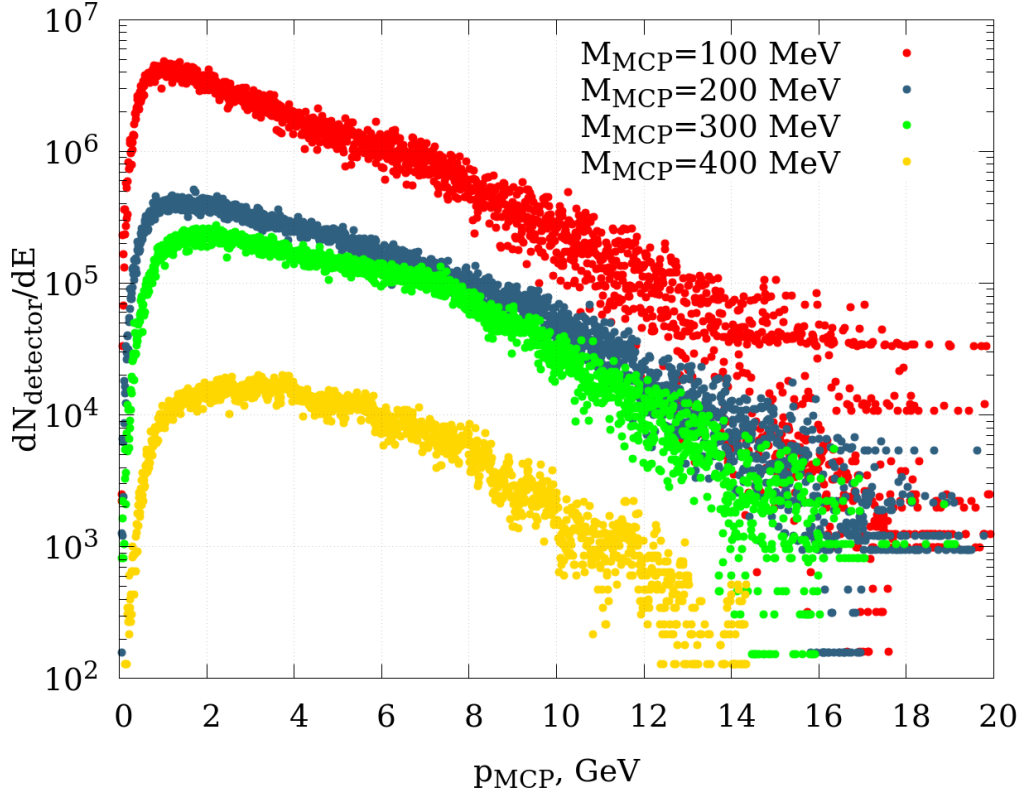


Рис. 37: Спектры МСР, достигающих SuperFGD, для различных масс и $\epsilon = 10^{-3}$. Интегрирование спектра по E даёт полное количество МСР, прошедших через детектор при $N_{POT} = 3,2 \times 10^{22}$: $2,01 \times 10^9$ для $M_{MCP} = 100$ МэВ, $2,63 \times 10^8$ для $M_{MCP} = 200$ МэВ, $1,58 \times 10^8$ для $M_{MCP} = 300$ МэВ, $1,15 \times 10^7$ для $M_{MCP} = 400$ МэВ.

ionizing particle, MIP) в 50-60 фотоэлектронах (photoelectrons, p.e.) для отдельных кубов и одиночного WLS-волокна. Сумма сигналов от 3 WLS-волокон даёт суммарный световой выход 150-180 p.e. за MIP для одного куба. При тестировании луча также было получено очень хорошее временное разрешение $\sigma \sim 1$ нсек для светового выхода отдельного куба, соответствующее энергии около 2 МэВ, выделенной в этом кубе и измеренной одним волокном WLS. Ожидается, что в случае считывания трех волокон, временное разрешение составит около 0,6 нсек. Для выделений энергии более 2 МэВ в SuperFGD (срабатывает более 1 куба) временное разрешение должно быть лучше 0,5 нсек. Этот параметр важен для подавления нейтронного фона, создаваемого нейтринным лучом, как описано ниже.

SuperFGD будет оснащен Hamamatsu MPPC S13360-1325, которые обладают уникальными характеристиками: очень низкой скоростью темнового счёта 60-70 кГц и 0,5 кГц при пороге 0,5 р.е. и 1,5 р.е. соответственно, а также низким уровнем перекрестных помех около 1% [122]. Признаком обнаружения МСР в детекторе SuperFGD является упругое рассеяние на атомных электронах, что приводит к выбиванию δ -электронов выше порога обнаружения, обеспечивая обнаруживаемый сигнал. Предполагая, что параметры SuperFGD будут близки к полученным в испытаниях на пучке, можно ожидать, что энергия порядка 100 кэВ, оставляемая электроном отдачи, даст световой выход 3,1-3,6 р.е. на каждое волокно WLS. Учитывая этот результат, эффективность регистрации электрона с энергией 100 кэВ в одном WLS-волокне, оценивается в $\geq 82\%$ для порога 1,5 р.е.. Поскольку около 99% электронов отдачи имеют энергии от 0,1 МэВ до 10 МэВ, общая эффективность обнаружения электронов отдачи одним волокном WLS оценивается примерно в 98%. В результате, можно ожидать достижения эффективности детектирования МСР в индивидуальном кубе примерно 96% при совпадении сигналов двух WLS-волокон при энергетическом пороге $E_r^{min} = 100$ кэВ. Идея сигнатуры обнаружения МСР заключается в использовании двух последовательных взаимодействий одного МСР, которые ложатся на одну линию, направленную строго на точку рождения МСР в распадах мезонов в мишени, расположенной в начале пучка. Этот метод, предложенный в статье [105] и использовавшийся для поиска МСР в эксперименте ArgoNeuT [123], позволяет добиться хорошего подавления фона, как показано ниже.

3.3 Оценка фона предполагаемой сигнатуры

Важно исследовать фон для сигнала двух попаданий в SuperFGD из нескольких источников. Сигналы, вызванные случайными шумами электроники из-за скорости темнового счёта MPPC, могут имитировать сигнал МСР.

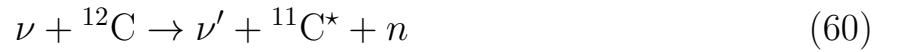
Принимая для упомянутой выше скорости темнового счёта МРРС значение 0,5 кГц для порога 1,5 р.е. и значение 30 мкс для окна времени для каждого канала считывания, а также предполагая двухволоконное считывание (оба волокна перпендикулярны направлению луча), можно получить оценку скорости счёта около $1,5 \times 10^{-2} \text{ сек}^{-1}$ для совпадения шумовых сигналов от двух МРРС. Общая скорость теневого счёта от всех 2×10^6 кубов SuperFGD будет составлять около $3 \times 10^4 \text{ сек}^{-1}$. Так как события случайного срабатывания будут распределены равномерно в объеме SuperFGD, они лишь изредка будут составлять прямую линию, указывающую на мишень, т.е. на место рождения мезонов и МСР. Для оценки количества сигнальных срабатываний двух электронных шумов (когда два разнесённых куба, лежащих на одной линии с мишенью, дают сигнал выше порога 1,5 р.е.) предполагается, что второе срабатывание происходит внутри кластера 5×5 в столбце примерно из 100 кубов, которые образуют прямую линию и с первым кластером, и с мишенью. Вероятность такого совпадения оценивается в $\leq 4 \times 10^{-12} \text{ с}^{-1}$. Учитывая структуру пучка с продолжительностью одного соударения 5 мксек и периодом повтора 2,48 сек для Т2К (1,16 с для Т2НК) [120], случайное срабатывания кубов из-за скорости темнового счёта МРРС, как ожидается, будет подавлено как 2×10^{-6} для Т2К и как $< 5 \times 10^{-6}$ для Т2НК. Предполагая $2,7 \times 10^{22}$ POT для Hyper KamioKande, что соответствует примерно 10^8 сек сбора данных, ожидаемое общее количество фоновых событий из-за случайного электронного шума составляет $\leq 10^{-4}$.

Другим источником случайного фона может быть совпадение сигнала от куба, где скорость темнового счёта МРРС имитирует сигнал МСР (первое срабатывание) и реального сигнала МСР от его взаимодействия в SuperFGD (второе срабатывание). Предполагая, что длина взаимодействия МСР ($\epsilon = 10^{-3}$) составляет около $1,3 \times 10^6 \text{ см}^2$, для кластера из 5×5 кубов, который находится на прямой с первым кластером и мишенью, можно получить число таких совпадений около $2,5 \times 10^{-2}$ при времени выполнения 10^8 сек.

Подавляющее большинство событий, индуцированных нейтрино, таких как

события двойного срабатывания от мюона (электрона) и нейтрона за счёт квазиупругого рассеяния ν_μ через заряженный ток (charge current quasi elastic scattering, CCQE scattering), будет давать сигнал срабатывания в большом количестве кубов. При соответствии требованию, чтобы длина трека составляла ≤ 5 кубов, что отвечает энерговыделению электронов ≤ 10 МэВ, эти нейтринные фоны могут быть значительно уменьшены.

Реакции за счёт нейтрального тока в SuperFGD являются наиболее серьезными источниками фона:



и



Измерения этих сечений нейтрино на ${}^{12}\text{C}$ при энергиях T2K отсутствуют, но для оценки фона можно использовать значение сечения, подобного упругому рассеянию через нейтральный ток на кислороде $\sim 10^{-38}$ см², измеренному в T2K [124] путем обнаружения γ -лучей от переходов ядер из возбужденного состояния в стабильное.

Возбужденное ядро ${}^{11}\text{C}^*$ быстро испускает γ -квант и релаксирует в основное состояние. Предполагая 100% эффективность регистрации γ -квантов от переходов ядер ${}^{12}\text{C}^*$ из возбужденного состояния в стабильное, можно получить, что для статистики 2.7×10^{22} POT в SuperFGD будет обнаружено около 3×10^5 таких событий. Нейтрон из реакции (60) может имитировать сигнал МСР, если время инициированного им срабатывания куба совпадает с временем взаимодействия нейтрино, оба события лежат на одной линии с мишенью, а нейтрон выделяет энергию ≤ 15 МэВ в его взаимодействии. Это значение выбрано, поскольку менее 1 % получаемых в МСР-взаимодействиях δ -электронов имеют энергию более 15 МэВ. Учитывая время пролета между первым сигналом (испускание фотона ядром ${}^{11}\text{C}^*$) и вторым сигналом от рассеяния нейтрона, эти

фоновые события будут подавлены за счёт отличного временного разрешения $\sigma \sim 0,2 - 0,3$ нс. Его можно получить для событий, в которых срабатывает несколько кубов, что соответствует энергиям в несколько МэВ. По проведенным оценкам, вклад нейтронов с кинетической энергией ниже 300 МэВ (около 90% всех событий) подавлен в 10^4 раз за счёт критерия времени прилета. Вклад нейтронов с кинетической энергией 300–600 МэВ может быть подавлен на три порядка. Вклад небольшого количества ($< 10^{-2}$) нейтронов с энергиями более 600 МэВ будет подавлен фактором примерно 20. Требование к кинетической энергии протонов ≤ 15 МэВ из (n, p) - рассеяния дает дополнительный коэффициент подавления порядка 10. Сечение реакции (61) с ^{11}C в основном состоянии в несколько раз меньше сечения (60). Чтобы имитировать событие МСР, нейтрон, рожденный в этой реакции, должен два раза провзаимодействовать в SuperFGD и подходить всем вышеперечисленным критериям отбора. Если использовать подход, применяемый для уменьшения фона от реакции (60), то, очевидно, фон от реакции (61), будет подавлен куда сильнее.

Нейтроны, рожденные во взаимодействиях нейтрино из пучка в песке вокруг ND280 и в магните ND280 многократно взаимодействуют и замедляются при распространении. Большая часть нейтронов, попадающих в SuperFGD, запаздывают по времени по сравнению с временем взаимодействия нейтрино и порождают сигналы между прилётом сгустков и микросгустков в пучке нейтрино (8 микросгустков примерно 50 нсек продолжительностью каждый, разделенных промежутком в 700 нсек, в итоге дают продолжительность сгустка пучка в 5 мксек). События, в которых нейтроны совпадают по времени с ударом пучка о мишень и взаимодействуют 2 раза в SuperFGD, будут подавляться критерием времени прилёта и требованием расположения обоих сигналов на одной линии, проходящей через мишень.

В целом ожидается менее 0,1 фоновых событий для МСР от взаимодействий нейтрального тока в SuperFGD. Эти оценки фона используются для расчета ожидаемой чувствительности SuperFGD к МСР. В конечном итоге, настоящий

фон будет определяться по экспериментальным данным, накопленным с помощью самого нейтринного пучка.

3.4 Оценка вероятности взаимодействия МСР с веществом детектора

При попадании в детектор МСР может рассеиваться на электронах материала, составляющего детектор. Электроны отдачи можно наблюдать, если энергия отдачи выше определенного порога E_r^{min} , поэтому представляющее интерес сечение $\sigma(E_r^{min})$ зависит от энергии, уносимой электроном. В пределе релятивистской МСР длина свободного пробега МСР внутри материала с плотностью электронов Zn_{det} имеет вид [104]:

$$\lambda = \frac{1}{Zn_{det}\sigma(E_r^{min})} = \epsilon^{-2} \frac{m_e E_r^{min}}{2\pi\alpha^2 Zn_{det}}. \quad (62)$$

Для SuperFGD (состоящего из углеродного сцинтиллятора) берётся $Z = 7$ и плотность вещества $\rho_{ND} = 1,0 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ с молярной массой $m_a(CH) = 13,0 \frac{\text{г}}{\text{моль}}$ [122], и, следовательно, $n_{det} = \frac{\rho_{ND}}{m_a(CH)} = 4,64 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, для длины свободного пробега МСР получаем нормированные на ожидаемый порог SuperFGD энергии отдачи электронов $E_r^{min} = 100 \text{ кэВ}$:

$$\lambda \approx 1.2 \times 10^4 \times \left(\frac{10^{-3}}{\epsilon}\right)^2 \times \left(\frac{E_r^{min}}{100 \text{ кэВ}}\right) \text{ м}. \quad (63)$$

В данной работе используется сигнатура двойного взаимодействия: МСР должен дважды рассеяться внутри детектора, каждый раз передавая электрону энергию выше порога E_r^{min} . Вероятность двух последовательных попаданий,

каждое из которых наблюдается с эффективностью ξ , равна [104]:

$$P_{2h} = \frac{1}{2} \left(\xi \frac{L}{\lambda} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{0.96 \times \left(\frac{\xi}{0.96} \right) 1.84 \text{ м}}{\left(\frac{10^{-3}}{\epsilon} \right)^2 \left(\frac{E_r^{min}}{100 \text{ кэВ}} \right) 12 \text{ км}} \right)^2 \approx 1.1 \times 10^{-8} \times \left(\frac{\epsilon}{10^{-3}} \right)^4. \quad (64)$$

Эффективность детектирования ξ каждого удара МСР с энергией электронов ≥ 100 кэВ оценивается примерно в 96%. Примечательно, что вероятность регистрации МСР с помощью такого метода не зависит от процессов, в которых МСР рождалось.

3.5 Результаты

Вклады различных мод рождения МСР можно просуммировать в полное число сигнальных событий N_S . Полученная оценка N_S основана на описанном выше моделировании GEANT4 рождения мезона типа X , его коэффициентах ветвления в конкретную моду распада $\text{Br}_i(X \rightarrow \dots)$ и на расчете соответствующего геометрического фактора $\xi_{X,i}$:

$$N_S = N_{POT} \times \sum_X \frac{N_X}{N_{sim}} \times \sum_i \text{Br}_i(X \rightarrow \dots) \times \xi_{X,i} \times P_{2h}. \quad (65)$$

На рис. 38 для каждого родительского мезона считается количество ожидаемых событий для эталонного значения заряда МСР $\epsilon = 10^{-3}$. Поскольку принятая сигнатура не зависит ни от энергии, ни от массы МСР, общее количество ожидаемых сигнальных событий в SuperFGD оценивается для каждой массы МСР просто путем суммирования по всем каналам рождения. Чувствительность Т2НК к заряду МСР оценивается из расчёта, чтобы это число было меньше 3 (соответствует 95% CL): область над черными точками на рис. 39 будет исключена по окончании 10 лет сбора данных (в случае отсутствия сигнала). Кривые ограничения области параметров рисуются отдельно для каждого родительского мезона, чтобы проиллюстрировать, для какой массы МСР они дают

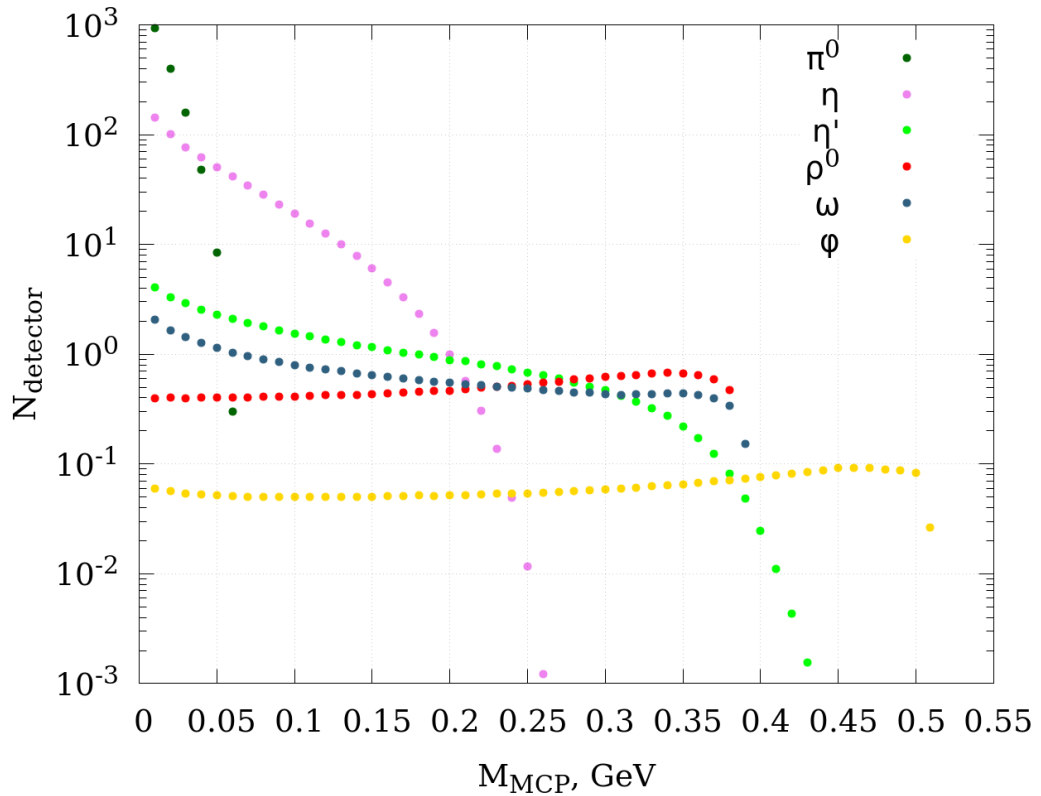


Рис. 38: Смоделированное количество событий МСР с двойным взаимодействием в SuperFGD для различных родительских мезонов и $\epsilon = 10^{-3}$.

доминирующий вклад.

3.6 Подведение итогов и обсуждение результатов

В заключение, в этой главе предлагается использовать сигнатуру двойного взаимодействия гипотетических миллизаряженных частиц в строящемся в настоящее время ближнем детекторе SuperFGD нейтринного эксперимента с длинной базой T2K-T2HK. Моделируется рождение частиц МСР и их дальнейшее распространение вплоть до прохождения через детектор. Утверждается, что данный сигнал не имеет существенного фона для ожидаемой статистики T2HK протонов на мишени. Поскольку детектор SuperFGD будет работать в течение нескольких лет в рамках программы T2K, а затем переключится на программу T2HK, ожидаемое количество событий рассчитывается для обоих

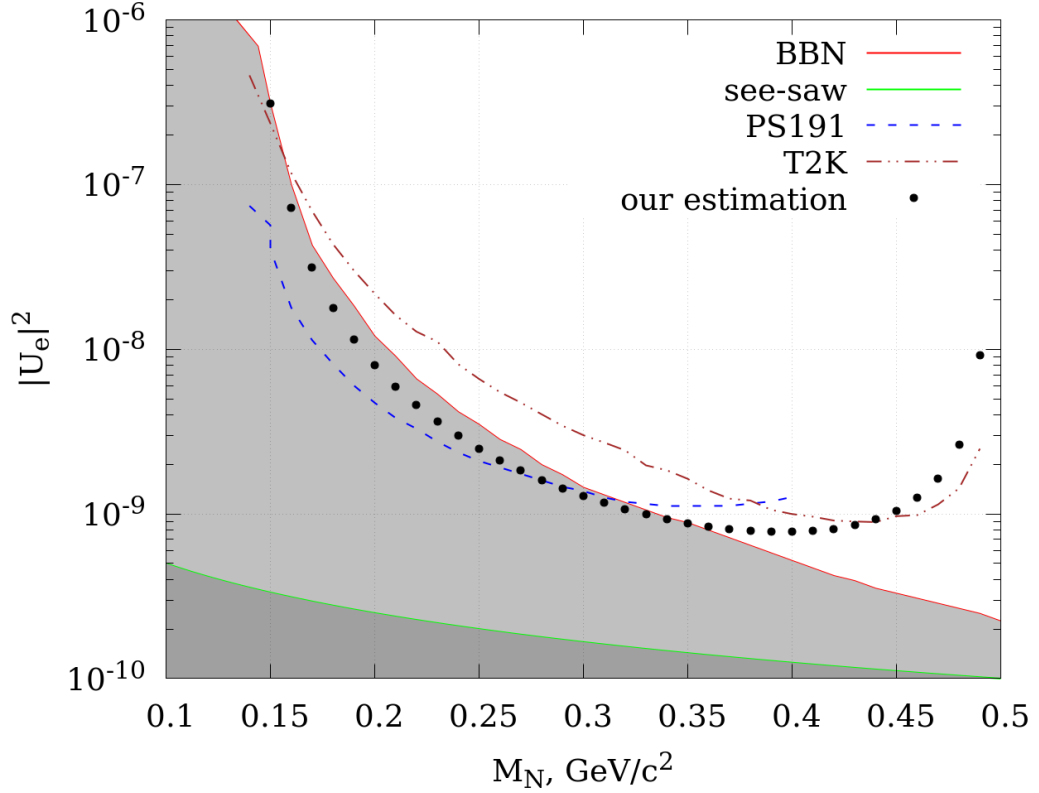


Рис. 39: Ожидаемые области, ограничивающие (выше точек) ϵ в предположении 3 сигнальных событий при отсутствии фона.

этапов работы: в качестве статистики берётся 0.5×10^{22} POT и 2.7×10^{22} POT соответственно. Предполагая, что за это время не будет обнаружено сигнала, соответствующего МСР и используя статистику Пуассона, получается ожидаемая чувствительность для областей исключения на 95% уровне достоверности для эксперимента T2K и для суммы экспериментов T2K и T2НК, см. рис. 40. На рисунке также приводятся ограничения, накладываемые непосредственным поиском МСР в экспериментах MiilQ@SLAC [125] и ArgoNeuT [123], и проведенные анализы данных других ускорительных экспериментов, включая недавние результаты LHC [126]. Также добавлены полученные в работе [128] ограничения пространства параметров модели из учета возможного образования МСР космическими лучами в эксперименте Super-K. Хотя итоговые оценки в работе [128] получились похожими на результаты, предоставляемые в отчёте ArgoNeuT, в ней присутствуют значительные неопределенности, связанные с описанием рас-

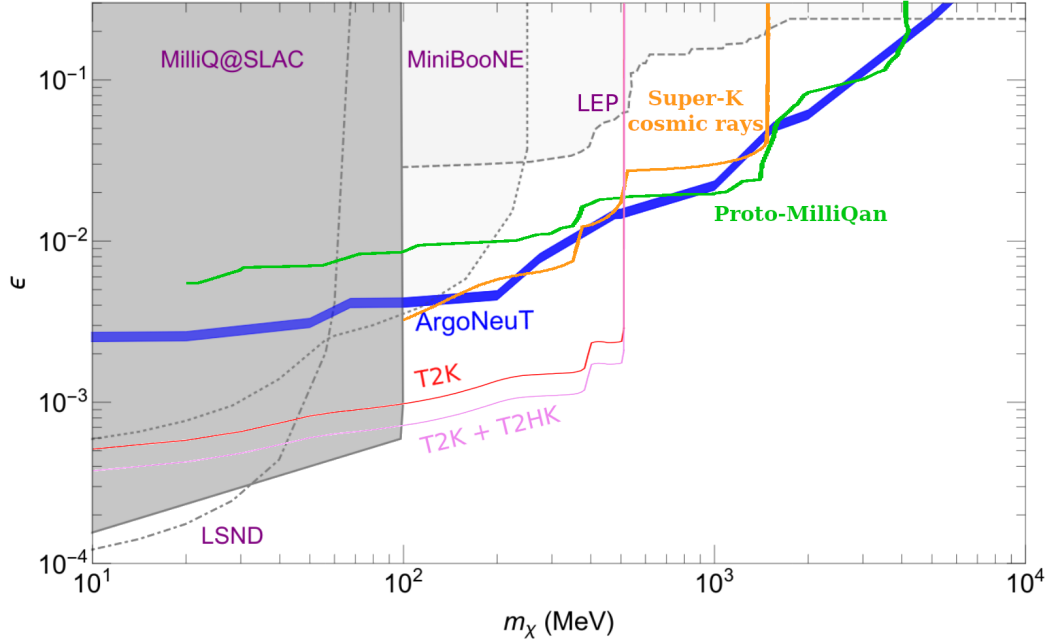


Рис. 40: Ожидаемая чувствительность T2K и T2HK к моделям с миллизаряженными частицами. Области, обозначенные как MilliQ@SLAC [125], ArgoNeuT [123], и недавние результаты LHC (Proto-MilliQan) [126] исключены соответствующими коллаборациями. Есть также области, на которые были поставлены ограничения повторным анализом опубликованных результатов экспериментов MiniBooNE, LSND, [104] и LEP, см., например, [127], и анализ результатов Super-K в предположении о рождении MCP космическими лучами [128].

пространения и взаимодействия частиц в атмосфере, так что для уверенной установки ограничений необходим более подробный анализ условий детектирования сигнала и связанных с ним фоновых событий. Приведённое предсказание ограничений для экспериментов T2K и T2HK покрывает неограниченную текущими экспериментами область с массами 100-500 МэВ и зарядами до $\sim 5 \times 10^{-4}$ заряда электрона. Стоит отметить, что среди других анализов старых экспериментов в статье [Marocco:2020dqu] утверждается, что заметная часть приведённой выше области уже ограничена результатами эксперимента BEBC, проводившегося в 1980-х годах в ЦЕРН.

Чувствительность получена в предположении пренебрежимо малого фона для выбранных критериев отбора событий по энергии электронов отдачи и

ожидаемой эффективности детектирования. Все это должно быть проверено после ввода SuperFGD в эксплуатацию, что может позволить улучшить принятые предположения о критериях отбора и эффективности обнаружения, дав более точную оценку ограничений экспериментов T2K-T2HK. Особое внимание следует уделить фону от нерелятивистских нейтронов, поскольку сигнальные события рассеяния находятся в довольно низком, суб-МэВном энергетическом диапазоне.

Имеются также некоторые неопределенности в теоретической части расчетов, связанные с наблюдаемой зависимостью моделирования рождения мезонов в GEANT4 от выбранной модели КХД.

Однако, поскольку количество сигнальных событий масштабируется как шестая степень от заряда MCP, общая неопределенность полученных ограничений на чувствительность, представленная на рис. 40, мала, и полученные предсказания представляются надежными. В то же время, такая сильная зависимость от заряда MCP означает, что дальнейшие уточнения принятых допущений и приближений, кажется, мало изменят полученный в данной работе результат. Для исследования моделей с легкой частицей меньшего электрического заряда необходимо опираться на другие способы детектирования, в которых число сигнальных событий в меньшей степени зависит от заряда MCP. *Потенциально* наиболее многообещающим является просто поиск недостатка энергии, уносимой частицами новой физики, при подсчете суммарной энергии продуктов взаимодействия, поскольку количество событий рождения такой частицы пропорционально только квадрату заряда. Такими поисками занимается, например, работающий эксперимент NA64 [129].

Заключение

В данной работе был рассмотрен метод ограничений различных моделей новой физики в экспериментах с пучком на фиксированной мишени и получен рабочий код, легко адаптируемый под конкретные расчёты. Были показаны работоспособность подхода на примере поиска стерильных нейтрино в рамках эксперимента DUNE, для которого брались параметры вторичных мезонов из феноменологических оценок. Подход был усовершенствован на примере поиска стерильных нейтрино в эксперименте SHiP, для которого моделирование вторичных мезонов проводилось с помощью пакета GEANT4. Далее, на примере поиска лёгких скаляров в эксперименте PS191, было показано, что полученные методы оценки могут быть легко перенесены и на другие гипотетические частицы новой физики. Для лёгких скаляров сигнатура обнаружения практически повторяла сигнатуру обнаружения стерильных нейтрино – поиск которых и был основной целью PS191. На примере эксперимента T2K (T2HK) была рассмотрена применимость подхода для ограничений, использующих принципиально другой механизм детектирования. Был промоделирован поиск миллизаряженных частиц за счёт двойного взаимодействия в объеме детектора и были получены новые предсказания для ограничения на эти частицы в эксперименте. В целом, можно утверждать, что предложенный в данной работе подход хорошо работает и может в дальнейшем продолжаться применяться для установления ограничений, следующих из самых разных экспериментов на фиксированной мишени для разнообразных моделей новой физики.

В частности, с помощью предложенного подхода были получены предсказания актуальных ограничений на частицы новой физики для рассматриваемых экспериментов DUNE, SHiP, и T2K (T2HK) и поставлены новые ограничения на лёгкий скаляр из результатов эксперимента PS191.

Несмотря на то что целый ряд предположений, принимавшихся при оценке перспектив поиска для проекта LBNE, не соответствует параметрам, принятым

в дальнейшем развитии проекта, получившего название DUNE, было показано, что ограничение значений смешивания активных нейтрино со стерильными могут быть примерно того же порядка, что и предыдущие оценки.

Для эксперимента SHiP было показано, что распады каонов являются более перспективным источником тяжёлых нейтральных лептонов с массами в диапазоне 150 - 500 МэВ, чем принимавшиеся до сих пор основными в данном диапазоне распады D-мезонов.

Используя отрицательные результаты поиска стерильных нейтрино в PS191, были получены новые ограничения на легкие скаляры, смешивающиеся с бозоном Хиггса Стандартной Модели: ранее разрешенная область масс 100–150 МэВ и смешивания выше 4×10^{-4} закрываются полученными в рамках моделирования ограничениями.

Для экспериментов T2K и T2HK было получено, что за время своей работы они смогут ограничить ранее недоступную для прямых поисков область зарядов $5 \times 10^{-4} - 10^{-2} e$ для МСР с массами 0,1-0,5 ГэВ.

Приложение: физические величины и формулы для стерильных нейтрино

В этом приложении приведены экспериментальные значения параметров, используемые в первой главе.

Массы лептонов $l \in \{e, \mu, \tau\}$: $M_e = 0.5109989461$ МэВ, $M_\mu = 105.6583745$ МэВ, $M_\tau = 1.77686$ ГэВ [50].

Среднее время жизни таона: $\tau_\tau = 2.903 \times 10^{-4}$ нсек [50].

Постоянная Ферми: $G_F = 1.16637877 \times 10^{-5}$ ГэВ⁻² [50].

Угол Вайнберга: $\sin^2 \theta_W = 0.23122$ [50].

Постоянная распада ρ -мезона: $g_\rho = 0.162$ ГэВ² [52].

V_{ud}	V_{us}	V_{cd}	V_{cs}	V_{ub}	V_{cb}
0.97420	0.2243	0.218	0.997	0.00394	0.0422

Таблица 6: Элементы СКМ-матрицы [50].

H	M_H , МэВ	τ_H , нсек	f_H , МэВ
π^+	139.57061	26.033	130.2
π^0	134.977	8.52e-8	130.2
K^+	493.677	12.38	155.6
K_L^0	497.611	51.16	
K_S^0	497.611	0.089564	
η	547.862		81.7
ρ	775.26		
η'	957.78		-94.7
D^+	1869.65	1.04e-3	212
D^0	1864.83	4.101e-4	
D_s^+	1968.34	5.04e-4	249
B^+	5279.32	1.638e-3	187
B^0	5279.63	1.52e-3	
B_s^0	5366.89	1.509e-3	
B_c^+	6274.9	5.07e-4	434

Таблица 7: Необходимые параметры распада мезонов [50, 52].

0.1 Форм-факторы

Основная формула [52]:

$$f(q^2) = \frac{1}{1 - q^2/M_{pole}^2} \sum_{n=0}^{N-1} a_n \left[(z(q^2))^n - (-1)^{n-N} \frac{n}{N} (z(q^2))^N \right], \quad (66)$$

где

$$z(q^2) \equiv \frac{\sqrt{t_+ - q^2} - \sqrt{t_+ - t_0}}{\sqrt{t_+ - q^2} + \sqrt{t_+ - t_0}}, \quad (67)$$

и

$$t_+ = (m_H + m_{H'})^2, \quad (68)$$

$$t_0 = (m_H + m_{H'}) (\sqrt{m_H} - \sqrt{m_{H'}})^2. \quad (69)$$

0.1.1 Форм-факторы К-мезонов

Форм-факторы процесса $K \rightarrow \pi$ хорошо описываются линейным приближением:

$$f_{+,0}^{K\pi}(q^2) = f_{+,0}^{K\pi}(0) \left(1 + \lambda_{+,0} \frac{q^2}{m_{\pi^+}^2} \right). \quad (70)$$

H, H'	$f_{+,0}(0)$	λ_+	λ_0
K^0, π^+	0.970	0.0267	0.0117
K^+, π^0	0.970	0.0277	0.0183

Таблица 8: Лучшая аппроксимация параметров [52] для форм-факторов процесса $K \rightarrow \pi$.

0.1.2 Форм-факторы D-мезонов

Форм-факторы процесса $D \rightarrow K, \pi$:

$$f(q^2) = \frac{f(0) - c (z(q^2) - z(0)) \left(1 + \frac{z(q^2) + z(0)}{2} \right)}{1 - Pq^2}. \quad (71)$$

f	$f(0)$	c	$P(\Gamma\Xi B^-2)$
f_+^{DK}	0.7647	0.066	0.224
f_0^{DK}	0.7647	2.084	0
$f_+^{D\pi}$	0.6117	1.985	0.1314
$f_0^{D\pi}$	0.6117	1.188	0.0342

Таблица 9: Лучшая аппроксимация параметров [52] для форм-факторов процесса $D \rightarrow K, \pi$.

Форм-факторы процесса $D \rightarrow \eta$:

$$f_+^{D_s\eta}(q^2) = \frac{f_+^{D_s\eta}(0)}{\left(1 - \frac{q^2}{M_{D_s^*}^2}\right) \left(1 - \alpha_+^{D_s\eta} \frac{q^2}{M_{D_s^*}^2}\right)}, \quad (72)$$

где $f_+^{D_s\eta}(0) = 0.495$, $M_{D_s^*} = 2.112$, $\alpha_+^{D_s\eta} = 0.198$ [52].

$$f_0^{D_s\eta}(q^2) = \frac{f_0^{D_s\eta}(0)}{1 - \alpha_0^{D_s\eta} \frac{q^2}{M_{D_s^*}^2}}, \quad (73)$$

$f_0^{D_s\eta}(q^2)$ не очень точно определён экспериментальными данными, поэтому берётся $f_0^{D_s\eta}(0) = f_+^{D_s\eta}(0)$ и $\alpha_0^{D_s\eta} = 0$ [52].

2.1.2.3 Форм-факторы В-мезонов

Форм-факторы процесса $B \rightarrow D, \pi$:

f	$M_{pole} \Gamma\Xi B$	a_0	a_1	a_2
$f_+^{B(s)D(s)}$	∞	0.909	-7.11	66
$f_0^{B(s)D(s)}$	∞	0.794	-2.45	33
f_+^{BK}	5.325	0.360	-0.828	1.1
f_0^{BK}	5.65	0.233	0.197	0.18
$f_+^{B\pi}$	5.325	0.404	-0.68	-0.86
$f_0^{B\pi}$	5.65	0.490	-1.61	0.93

Таблица 10: Лучшая аппроксимация параметров [52] для форм-факторов процесса $B \rightarrow D, \pi$.

0.1.3 Форм-факторы распадов мезонов в векторные мезоны

Стандартные аксиальные форм-факторы $A_0(q^2)$, $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ и векторные форм-факторы $V(q^2)$ могут быть записаны следующим образом:

$$V(q^2) = \frac{f_V^{hh'}}{\left(1 - \frac{q^2}{M_V^{h^2}}\right) \left(1 - \sigma_V^{hh'} \frac{q^2}{M_V^{h^2}} - \zeta_V^{hh'} \frac{q^4}{M_V^{h^4}}\right)}, \quad (74)$$

$$A_0(q^2) = \frac{f_{A_0}^{hh'}}{\left(1 - \frac{q^2}{M_P^{h^2}}\right) \left(1 - \sigma_{A_0}^{hh'} \frac{q^2}{M_V^{h^2}} - \zeta_{A_0}^{hh'} \frac{q^4}{M_V^{h^4}}\right)}, \quad (75)$$

$$A_{1,2}(q^2) = \frac{f_{A_{1,2}}^{hh'}}{1 - \sigma_{A_{1,2}}^{hh'} \frac{q^2}{M_V^{h^2}} - \zeta_{A_{1,2}}^{hh'} \frac{q^4}{M_V^{h^4}}}. \quad (76)$$

hh'	DK^*	BD^*	$B\rho$	$B_s D^*$	$B_s K$
$f_V^{hh'}$	1.03	0.76	0.295	0.95	0.291
$f_{A_0}^{hh'}$	0.76	0.69	0.231	0.67	0.289
$f_{A_1}^{hh'}$	0.66	0.66	0.269	0.70	0.287
$f_{A_2}^{hh'}$	0.49	0.62	0.282	0.75	0.286
$\sigma_V^{hh'}$	0.27	0.57	0.875	0.372	-0.516
$\sigma_{A_0}^{hh'}$	0.17	0.59	0.796	0.350	-0.383
$\sigma_{A_1}^{hh'}$	0.3	0.78	0.54	0.463	0
$\sigma_{A_2}^{hh'}$	0.67	1.4	1.34	1.04	1.05
$\zeta_V^{hh'}$	0	0	0	0.561	2.10
$\zeta_{A_0}^{hh'}$	0	0	0.055	0.600	1.58
$\zeta_{A_1}^{hh'}$	0.2	0	0	0.510	1.06
$\zeta_{A_2}^{hh'}$	0.16	0.41	-0.21	0.070	-0.074
M_P^h (ГэВ)	1.969	6.275	5.279	6.275	5.367
M_V^h (ГэВ)	2.112	6.331	5.325	6.331	5.415

Таблица 11: Лучшая аппроксимация параметров [52] для форм-факторов распадов в векторные мезоны.

0.2 Распады стерильных нейтрино

Двухчастичные распады стерильных нейтрино [25, 52]:

$$\Gamma(N \rightarrow H^0 \nu_\alpha) = \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} G_F^2 f_{H^0}^2 M_N^3 \left(1 - \frac{M_{H^0}^2}{M_N^2}\right)^2, \quad (77)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(N \rightarrow H^+ l_\alpha^-) &= \frac{|U_\alpha|^2}{16\pi} G_F^2 |V_H|^2 f_H^2 M_N^3 \left(\left(1 - \frac{M_l^2}{M_N^2}\right)^2 - \frac{M_H^2}{M_N^2} \left(1 + \frac{M_l^2}{M_N^2}\right) \right) \times \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_H - M_l)^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{(M_H + M_l)^2}{M_N^2}\right)}, \end{aligned} \quad (78)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(N \rightarrow V^+ l_\alpha^-) &= \frac{|U_\alpha|^2}{16\pi} \frac{g_{V^+}^2}{M_{V^+}^2} G_F^2 |V_V|^2 M_N^3 \times \\ &\times \left(\left(1 - \frac{M_l^2}{M_N^2}\right)^2 + \frac{M_{V^+}^2}{M_N^2} \left(1 + \frac{M_l^2 - 2M_{V^+}^2}{M_N^2}\right) \right) \times \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_{V^+} - M_l)^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{(M_{V^+} + M_l)^2}{M_N^2}\right)}, \end{aligned} \quad (79)$$

$$\Gamma(N \rightarrow V^0 \nu_\alpha) = \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} \frac{g_{V^0}^2 k_V^2}{M_{V^0}^2} G_F^2 M_N^3 \left(1 + 2\frac{M_{V^0}^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{M_{V^0}^2}{M_N^2}\right)^2, \quad (80)$$

где $H^0 \in \{\pi^0, \eta, \eta', \dots\}$, $H^+ \in \{\pi^+, K^+, D^+, \dots\}$, $V^0 \in \{\rho^0, \dots\}$, $V^+ \in \{\rho^+, \dots\}$ (см. Таблицу 7). В этой работе используется только $k_\rho = 1 - 2 \sin^2 \theta_W$.

Трёхчастичные распады стерильных нейтрино [25, 52]:

$$\Gamma \left(N \rightarrow \nu_\alpha \sum_\beta \bar{\nu}_\beta \nu_\beta \right) = \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} |U_\alpha|^2, \quad (81)$$

$$\begin{aligned} \Gamma \left(N \rightarrow l_{\alpha \neq \beta}^- l_\beta^+ \nu_\beta \right) &= \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} |U_\alpha|^2 \left(1 - 8x_l^2 + 8x_l^6 - x_l^8 - 12x_l^4 \log x_l^2\right), \quad (82) \\ x_l &= \frac{\max[M_{l_\alpha}, M_{l_\beta}]}{M_N}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma\left(N \rightarrow \nu_\alpha l_\beta^- l_\beta^+\right) &= \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} |U_\alpha|^2 \left[(C_1(1 - \delta_{\alpha\beta}) + C_3\delta_{\alpha\beta}) \times \right. \\
&\times \left((1 - 14x_l^2 - 2x_l^4 - 12x_l^6) \sqrt{1 - 4x_l^2} + 12x_l^4(x_l^4 - 1)L \right) + \\
&+ 4(C_2(1 - \delta_{\alpha\beta}) + C_4\delta_{\alpha\beta}) \times \left(x_l^2(2 + 10x_l^2 - \right. \\
&\left. - 12x_l^4) \sqrt{1 - 4x_l^2} + 6x_l^4(1 - 2x_l^2 + 2x_l^4)L \right) \left. \right], \quad (83)
\end{aligned}$$

где

$$L = \log \left[\frac{1 - 3x_l^2 - (1 - x_l^2)\sqrt{1 - 4x_l^2}}{x_l^2(1 + \sqrt{1 - 4x_l^2})} \right], \quad x_l \equiv \frac{M_l}{M_N},$$

и

$$C_1 = \frac{1}{4}(1 - 4\sin^2\theta_w + 8\sin^4\theta_w), \quad C_2 = \frac{1}{2}\sin^2\theta_w(2\sin^2\theta_w - 1),$$

$$C_3 = \frac{1}{4}(1 + 4\sin^2\theta_w + 8\sin^4\theta_w), \quad C_4 = \frac{1}{2}\sin^2\theta_w(2\sin^2\theta_w + 1).$$

0.3 Рождение стерильных нейтрино

Двухчастичные распады с рождением стерильного нейтрино [25]:

$$\begin{aligned}
\frac{dBr(H^+ \rightarrow l_\alpha^+ N)}{dE_N} &= \tau_H \frac{G_F^2 M_N^2 M_H f_H^2}{8\pi} |V_H|^2 |U_\alpha|^2 \left(1 - \frac{M_N^2}{M_H^2} + 2\frac{m_l^2}{M_H^2} + \frac{m_l^2}{M_N^2} \times \right. \\
&\times \left. \left(1 - \frac{m_l^2}{M_H^2} \right) \right) \sqrt{\left(1 + \frac{M_N^2}{M_H^2} - \frac{m_l^2}{M_H^2} \right)^2 - 4\frac{M_N^2}{M_H^2}} \times \\
&\times \delta \left(E_N - \frac{M_H^2 - M_l^2 + M_N^2}{2M_H} \right). \quad (84)
\end{aligned}$$

Используются следующие двухчастичные распады: $K^+ \rightarrow l^+ N, D^+ \rightarrow l^+ N, D_s^+ \rightarrow l^+ N, B^+ \rightarrow l^+ N, B_c^+ \rightarrow l^+ N$.

Трёхчастичные распады скалярных мезонов с производством стерильных

нейтрино [25]:

$$\begin{aligned}
\frac{dBr(H \rightarrow H'l_\alpha N)}{dE_N} &= \tau_H |U_\alpha|^2 C_K^2 \frac{G_F^2 |V_{HH'}|^2}{64\pi^3 M_H^2} \int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} dq^2 \times \\
&\times \left(f_-^2(q^2) (q^2 (M_N^2 + M_l^2) - (M_N^2 - M_l^2)^2) + 2f_-(q^2) f_+(q^2) \times \right. \\
&\times (M_N^2 (2M_H^2 - 2M_{H'}^2 - 4E_N M_H - M_l^2 + M_N^2 + q^2) + \\
&\quad \left. + M_l^2 (4E_N M_H + M_l^2 - M_N^2 - q^2)) + \right. \\
&+ f_+^2(q^2) ((4E_N M_H + M_l^2 - M_N^2 - q^2) \times \\
&\quad \times (2M_H^2 - 2M_{H'}^2 - 4E_N M_H - M_l^2 + M_N^2 + q^2) - \\
&\quad \left. - (2M_H^2 + 2M_{H'}^2 - q^2)(q^2 - M_N^2 - M_l^2)) \right), \tag{85}
\end{aligned}$$

где $C_K = \frac{1}{\sqrt{2}}$ для $H' = \pi^0$, и $C_K = 1$ для всех остальных случаев [52], а промежуток принимаемых значений q^2 [50]:

$$q_{min}^2 = (E_2^* + E_3^*)^2 - \left(\sqrt{E_2^{*2} - M_l^2} + \sqrt{E_3^{*2} - M_N^2} \right)^2, \tag{86}$$

$$q_{max}^2 = (E_2^* + E_3^*)^2 - \left(\sqrt{E_2^{*2} - M_l^2} - \sqrt{E_3^{*2} - M_N^2} \right)^2, \tag{87}$$

$$E_2^* = \frac{M_H^2 + M_N^2 + M_l^2 - M_{H'}^2 - 2M_H E_N}{2m_{12}}, \tag{88}$$

$$E_3^* = \frac{M_H E_N - M_N^2}{m_{12}}, \tag{89}$$

$$m_{12} = \sqrt{M_H^2 + M_N^2 - 2M_H E_N}, \tag{90}$$

Промежуток принимаемых значений q^2 зависит от E_N . Статья [50] приводит промежуток принимаемых значений E_N : $(M_{H'} + M_l)^2 \leq m_{12}^2 \leq (M_H - M_N)^2$. Это выражение можно переписать следующим образом: $M_N \leq E_N \leq \frac{1}{2M_H} (M_H^2 + M_N^2 - (M_{H'} + M_l)^2)$.

Трёхчастичные распады векторных мезонов с рождением стерильного ней-

трино [25]:

$$\begin{aligned}
\frac{dBr(H \rightarrow Vl_\alpha N)}{dE_N} &= \tau_H |U_\alpha|^2 C_K^2 \frac{G_F^2 |V_{HV}|^2}{32\pi^3 M_H^2} \int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} dq^2 \times \\
&\times \left(\frac{f_2^2(q^2)}{2} \left(q^2 - M_N^2 - M_l^2 + \omega^2 \frac{\Omega^2 - \omega^2}{M_V^2} \right) + \right. \\
&+ \frac{f_5^2(q^2)}{2} (M_N^2 + M_l^2) (q^2 - M_N^2 + M_l^2) \left(\frac{\Omega^4}{4M_V^2} - q^2 \right) + \\
&+ 2f_3^2(q^2) M_V^2 \left(\frac{\Omega^4}{4M_V^2} - q^2 \right) \left(M_N^2 + M_l^2 - q^2 + \omega^2 \frac{\Omega^2 - \omega^2}{M_V^2} \right) + \\
&+ 2f_3(q^2) f_5(q^2) (M_N^2 \omega^2 + (\Omega^2 - \omega^2) M_l^2) \left(\frac{\Omega^4}{4M_V^2} - q^2 \right) + \\
&+ 2f_1(q^2) f_2(q^2) (q^2 (2\omega^2 - \Omega^2) + \Omega^2 (M_N^2 - M_l^2)) + \\
&+ \frac{f_2(q^2) f_5(q^2)}{2} \left(\frac{\omega^2 \Omega^2}{M_V^2} (M_N^2 - M_l^2) + \frac{\Omega^4}{M_V^2} M_l^2 + \right. \\
&\quad \left. + 2(M_N^2 - M_l^2)^2 - 2q^2 (M_N^2 + M_l^2) \right) + \\
&+ f_2(q^2) f_3(q^2) \left(\Omega^2 \omega^2 \frac{\Omega^2 - \omega^2}{M_V^2} + 2\omega^2 (M_l^2 - M_N^2) + \right. \\
&\quad \left. + \Omega^2 (M_N^2 - M_l^2 - q^2) \right) + \\
&+ f_1^2(q^2) \left(\Omega^4 (q^2 - M_N^2 + M_l^2) - 2M_V^2 (q^4 - (M_N^2 - M_l^2)^2) + \right. \\
&\quad \left. + 2\omega^2 \Omega^2 (M_N^2 - q^2 - M_l^2) + 2\omega^4 q^2 \right), \quad (91)
\end{aligned}$$

где $\omega^2 = M_H^2 - M_V^2 + M_N^2 - M_l^2 - 2M_H E_N$ и $\Omega^2 = M_H^2 - M_V^2 - q^2$, $C_K = \frac{1}{\sqrt{2}}$ для $H' = \rho^0$, $C_K = 1$ для всех остальных случаев [52]; форм-факторы $f_i(q^2)$ могут быть выражены через стандартные аксиальные форм-факторы $A_0(q^2)$, $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ и векторные форм-факторы $V(q^2)$ следующим образом:

$$\begin{aligned}
f_1(q^2) &= \frac{V(q^2)}{M_H + M_V}, \quad f_2(q^2) = (M_H + M_V) A_1(q^2), \quad f_3(q^2) = -\frac{A_2(q^2)}{M_H + M_V}, \\
f_4(q^2) &= \frac{1}{q^2} (M_V (2A_0 - A_1 - A_2) + M_H (A_2 - A_1)), \quad f_5(q^2) = f_3(q^2) + f_4(q^2).
\end{aligned} \quad (92)$$

Используются следующие трехчастичные распады: $K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- N$, $K_S^0 \rightarrow$

V_H	двухчастичный распад	трёхчастичные распады
V_{ud}	$\pi^+ \rightarrow l^+ N$	
V_{us}	$K^+ \rightarrow l^+ N$	$K^0 \rightarrow \pi^+ l^- N, K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N$
V_{cd}	$D^+ \rightarrow l^+ N$	$D^0 \rightarrow \pi^+ l^- N, D^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N,$ $D_s^+ \rightarrow \eta^0 l^+ N$
V_{cs}	$D_s^+ \rightarrow l^+ N$	$D^0 \rightarrow K^+ l^- N, D^+ \rightarrow K^0 l^+ N,$ $D^0 \rightarrow K^{*+} l^- N, D^+ \rightarrow K^{*0} l^+ N$
V_{ub}	$B^+ \rightarrow l^+ N$	$B^0 \rightarrow \pi^+ l^- N, B^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N,$ $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ N, B^0 \rightarrow \rho^+ l^- N,$ $B_s^0 \rightarrow K^+ l^- N, B_s^0 \rightarrow K^{*+} l^- N$
V_{cb}	$B_c^+ \rightarrow l^+ N$	$B^0 \rightarrow D^+ l^- N, B^+ \rightarrow D^0 l^+ N,$ $B^0 \rightarrow D^{*+} l^- N, B^+ \rightarrow D^{*0} l^+ N,$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+ l^- N, B_s^0 \rightarrow D_s^{*+} l^- N$

Таблица 12: Элементы СКМ-матрицы распадов мезонов.

$\pi^+ l^- N, K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N, D^0 \rightarrow K^+ l^- N, D^+ \rightarrow K^0 l^+ N, D^0 \rightarrow \pi^+ l^- N, D^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N, D_s^+ \rightarrow \eta^0 l^+ N, B^+ \rightarrow D^0 l^+ N, B^0 \rightarrow D^+ l^- N, B^+ \rightarrow \pi^0 l^+ N, B^0 \rightarrow \pi^+ l^- N, D^0 \rightarrow K^{*+} l^- N, D^+ \rightarrow K^{*0} l^+ N, B^0 \rightarrow D^{*+} l^- N, B^+ \rightarrow D^{*0} l^+ N, B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ N, B^0 \rightarrow \rho^+ l^- N, B_s^0 \rightarrow D_s^+ l^- N, B_s^0 \rightarrow K^+ l^- N, B_s^0 \rightarrow D_s^{*+} l^- N, B_s^0 \rightarrow K^{*+} l^- N.$

Как правило, рассматривается три случая: смешивание с электронным нейтрино $|U_\mu|^2 = |U_\tau|^2 = 0$, смешивание с мюонным нейтрино $|U_e|^2 = |U_\tau|^2 = 0$ и смешивание с тау-нейтрино $|U_e|^2 = |U_\mu|^2 = 0$. Для случая смешивания с тау-нейтрино необходимо дополнительно учесть стерильные нейтрино с массой $M_N < M_\tau$, рождаемые в распадах таонов. Для этого необходимо учесть допол-

нительные процессы [25]:

$$\begin{aligned} \frac{dBr(\tau^+ \rightarrow H^+ N)}{dE_N} &= \tau_\tau |U_\tau|^2 \frac{G_F^2 |V_H|^2 f_H^2}{16\pi} M_\tau^3 \left(\left(1 - \frac{M_N^2}{M_\tau^2}\right)^2 - \frac{M_H^2}{M_\tau^2} \left(1 + \frac{M_N^2}{M_\tau^2}\right) \right) \times \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_H - M_N)^2}{M_\tau^2}\right) \left(1 - \frac{(M_H + M_N)^2}{M_\tau^2}\right)} \times \\ &\times \delta\left(E_N - \frac{M_\tau^2 - M_H^2 + M_N^2}{2M_\tau}\right), \end{aligned} \quad (93)$$

$$\begin{aligned} \frac{dBr(\tau^+ \rightarrow \rho^+ N)}{dE_N} &= \tau_\tau |U_\tau|^2 \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2 g_\rho^2}{8\pi M_\rho^2} M_\tau^3 \times \\ &\times \left(\left(1 - \frac{M_N^2}{M_\tau^2}\right)^2 + \frac{M_\rho^2}{M_\tau^2} \left(1 + \frac{M_N^2 - 2M_\rho^2}{M_\tau^2}\right) \right) \times \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_\rho - M_N)^2}{M_\tau^2}\right) \left(1 - \frac{(M_\rho + M_N)^2}{M_\tau^2}\right)} \times \\ &\times \delta\left(E_N - \frac{M_\tau^2 - M_\rho^2 + M_N^2}{2M_\tau}\right), \end{aligned} \quad (94)$$

$$\begin{aligned} \frac{dBr(\tau^+ \rightarrow \nu_\alpha l_\alpha^+ N)}{dE_N} &= \tau_\tau |U_\tau|^2 \frac{G_F^2}{4\pi^3} M_\tau^2 \left(1 - \frac{M_l^2}{M_\tau^2 + M_N^2 - 2E_N M_\tau}\right)^2 \times \\ &\times \sqrt{E_N^2 - M_N^2} \left((M_\tau - E_N) \left(1 - \frac{M_N^2 + M_l^2}{M_\tau^2}\right) - \right. \\ &\left. - \left(1 - \frac{M_l^2}{M_\tau^2 + M_N^2 - 2E_N M_\tau}\right) \right) \\ &\times \left(\frac{(M_\tau - E_N)^2}{M_\tau} + \frac{E_N^2 - M_N^2}{3M_\tau} \right), \end{aligned} \quad (95)$$

здесь $H \in \{\pi^+, K^+\}$, $\alpha \in \{e, \mu\}$. Заметим, что если стерильные нейтрино смешиваются не только с тау-нейтрино, но и с электронным или мюонным нейтрино, то и другие процессы $\tau \rightarrow \nu_\tau l_\alpha N$ становятся возможными.

Чтобы учесть процессы (93) – (95), необходимо изучить процессы в которых рождаются таоны. Таоны рождаются в распадах тяжелых мезонов, в основном: $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$, $B^0 \rightarrow D^- \tau^+ \nu_\tau$, $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \tau^+ \nu_\tau$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \tau^+ \nu_\tau$ [50]. Доли рождения таонов совпадают с теми что описаны уравнениями (84), (85), (91), (93) – (95) где стерильное нейтрино N и лептон l заменены на таон τ актив-

ное тау-нейтрино ν_τ . Можно получить итоговые импульс и координаты таона с помощью формул (12) – (16) так же, как это было сделано для стерильного нейтрино.

Для того, чтобы получить $Br(H \rightarrow N\dots)$ требуется проинтегрировать формулы (84), (85), (91), (93) – (95) по E_N от M_N до $\frac{1}{2M_H} (M_H^2 + M_N^2 - (M_{H'} + M_l)^2)$. Отметим, что в литературе изучаются и другие процессы, которые могут давать вклад в рождение стерильных нейтрино [52]. Наиболее важные из них – каналы распадов в несколько мезонов. Их значимость сильно возрастает для более тяжёлых стерильных нейтрино. Игнорируя эти процессы, в зависимости от рассматриваемых значений массы стерильного нейтрино, полная ширина $\frac{1}{\tau_H} \times \sum_X Br(H \rightarrow NX)$ недооценивается вплоть до 20% [52]. С другой стороны, в этой работе, как правило, будет рассматриваться диапазон масс $M_N \lesssim 1,6$ ГэВ, где этими процессами можно пренебречь без ограничения общности рассуждений.

Список публикаций

- [1] Peter W. Higgs. “Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons”. В: *Phys. Rev.* (1966) 145, с. 1156–1163.
- [2] Georges Aad и др. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. В: *Phys. Lett. B* (2012) 716, с. 1–29. arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.7214).
- [3] P. A. Zyla и др. “Review of Particle Physics”. В: *PTEP* (2020) 2020.8, с. 083C01.
- [4] S. L. Glashow. “Partial Symmetries of Weak Interactions”. В: *Nucl. Phys.* (1961) 22, с. 579–588.
- [5] Steven Weinberg. “A Model of Leptons”. В: *Phys. Rev. Lett.* (1967) 19, с. 1264–1266.

- [6] Abdus Salam. “Weak and Electromagnetic Interactions”. В: *Conf. Proc. C* (1968) 680519, с. 367—377.
- [7] Gerard 't Hooft и M. J. G. Veltman. “Regularization and Renormalization of Gauge Fields”. В: *Nucl. Phys. B* (1972) 44, с. 189—213.
- [8] T. Adam и др. “Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam”. В: *JHEP* (2012) 10, с. 093. arXiv: [1109.4897 \[hep-ex\]](#).
- [9] Y. Fukuda и др. “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”. В: *Phys. Rev. Lett.* (1998) 81, с. 1562—1567. arXiv: [hep-ex/9807003](#).
- [10] Q. R. Ahmad и др. “Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory”. В: *Phys. Rev. Lett.* (2001) 87, с. 071301. arXiv: [nucl-ex/0106015](#).
- [11] Q. R. Ahmad и др. “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. В: *Phys. Rev. Lett.* (2002) 89, с. 011301. arXiv: [nucl-ex/0204008](#).
- [12] B. Pontecorvo. “Mesonium and anti-mesonium”. В: *Sov. Phys. JETP* (1957) 6, с. 429.
- [13] B. Pontecorvo. “Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge”. В: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* (1957) 34, с. 247.
- [14] Ziro Maki, Masami Nakagawa и Shoichi Sakata. “Remarks on the unified model of elementary particles”. В: *Prog. Theor. Phys.* (1962) 28, с. 870—880.
- [15] Rabindra N. Mohapatra и Goran Senjanovic. “Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation”. В: *Phys. Rev. Lett.* (1980) 44, с. 912.
- [16] Murray Gell-Mann, Pierre Ramond и Richard Slansky. “Complex Spinors and Unified Theories”. В: *Conf. Proc. C* (1979) 790927, с. 315—321. arXiv: [1306.4669 \[hep-th\]](#).

- [17] Peter Minkowski. “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a Rate of One Out of 10^9 Muon Decays?” B: *Phys. Lett. B* (1977) 67, с. 421—428.
- [18] Tsutomu Yanagida. “Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos”. B: *Prog. Theor. Phys.* (1980) 64, с. 1103.
- [19] Igor Krasnov. “DUNE prospects in the search for sterile neutrinos”. B: *Phys. Rev.* (2019) D100.7, с. 075023. arXiv: [1902.06099 \[hep-ph\]](#).
- [20] Dmitry Gorbunov, Igor Krasnov, Yury Kudenko и Sergey Suvorov. “Heavy Neutral Leptons from kaon decays in the SHiP experiment”. B: *Phys. Lett.* (2020) B810, с. 135817. arXiv: [2004.07974 \[hep-ph\]](#).
- [21] Dmitry Gorbunov, Igor Krasnov и Sergey Suvorov. “Constraints on light scalars from PS191 results”. B: *Phys. Lett. B* (2021) 820, с. 136524. arXiv: [2105.11102 \[hep-ph\]](#).
- [22] Dmitry Gorbunov, Igor Krasnov, Yury Kudenko и Sergey Suvorov. “Double-hit signature of millicharged particles in 3D segmented neutrino detector”. B: *Phys. Lett. B* (2021) 822, с. 136641. arXiv: [2103.11814 \[hep-ph\]](#).
- [23] D. S. Gorbunov. “Sterile neutrinos and their role in particle physics and cosmology”. B: *Phys. Usp.* (2014) 57. [Usp. Fiz. Nauk184,545(2014)], с. 503—511.
- [24] Alexey Boyarsky, Oleg Ruchayskiy и Mikhail Shaposhnikov. “The Role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics”. B: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* (2009) 59, с. 191—214. arXiv: [0901.0011 \[hep-ph\]](#).
- [25] Dmitry Gorbunov и Mikhail Shaposhnikov. “How to find neutral leptons of the ν MSM?” B: *JHEP* (2007) 10. [Erratum: JHEP 11, 101 (2013)], с. 015. arXiv: [0705.1729 \[hep-ph\]](#).
- [26] M. Drewes и др. “A White Paper on keV Sterile Neutrino Dark Matter”. B: *JCAP* (2017) 01, с. 025. arXiv: [1602.04816 \[hep-ph\]](#).

- [27] F. Bergsma и др. “A Search for Decays of Heavy Neutrinos in the Mass Range 0.5-GeV to 2.8-GeV”. В: *Phys. Lett. B* (1986) 166, с. 473—478.
- [28] A. Vaitaitis и др. “Search for neutral heavy leptons in a high-energy neutrino beam”. В: *Phys. Rev. Lett.* (1999) 83, с. 4943—4946. arXiv: [hep-ex/9908011](#).
- [29] G. Bernardi и др. “FURTHER LIMITS ON HEAVY NEUTRINO COUPLINGS”. В: *Phys. Lett. B* (1988) 203, с. 332—334.
- [30] P. Abreu и др. “Search for neutral heavy leptons produced in Z decays”. В: *Z. Phys. C* (1997) 74. [Erratum: *Z.Phys.C* 75, 580 (1997)], с. 57—71.
- [31] A. S. Sadovsky и др. “Search for heavy neutrino in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ decay”. В: *Eur. Phys. J. C* (2018) 78.2, с. 92. arXiv: [1709.01473 \[hep-ex\]](#).
- [32] Stefan Antusch, Eros Cazzato и Oliver Fischer. “Sterile neutrino searches via displaced vertices at LHCb”. В: *Phys. Lett. B* (2017) 774, с. 114—118. arXiv: [1706.05990 \[hep-ph\]](#).
- [33] Laurent Canetti, Marco Drewes и Björn Garbrecht. “Probing leptogenesis with GeV-scale sterile neutrinos at LHCb and Belle II”. В: *Phys. Rev. D* (2014) 90.12, с. 125005. arXiv: [1404.7114 \[hep-ph\]](#).
- [34] A. V. Artamonov и др. “Search for heavy neutrinos in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ decays”. В: *Phys. Rev. D* (2015) 91.5. [Erratum: *Phys.Rev.D* 91, 059903 (2015)], с. 052001. arXiv: [1411.3963 \[hep-ex\]](#).
- [35] Eduardo Cortina Gil и др. “Search for heavy neutral lepton production in K^+ decays”. В: *Phys. Lett. B* (2018) 778, с. 137—145. arXiv: [1712.00297 \[hep-ex\]](#).
- [36] Marco Drewes, Jan Hajer, Juraj Klaric и Gaia Lanfranchi. “Perspectives to find heavy neutrinos with NA62”. В: *53rd Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*. 2018, с. 303—309. arXiv: [1806.00100 \[hep-ph\]](#).

- [37] C. Ahdida и др. “Sensitivity of the SHiP experiment to Heavy Neutral Leptons”. В: *JHEP* (2019) 04, с. 077. arXiv: [1811.00930 \[hep-ph\]](#).
- [38] David Curtin и др. “Long-Lived Particles at the Energy Frontier: The MATHUSLA Physics Case”. В: *Rept. Prog. Phys.* (2019) 82.11, с. 116201. arXiv: [1806.07396 \[hep-ph\]](#).
- [39] A. Izmaylov и S. Suvorov. “Search for heavy neutrinos in the ND280 near detector of the T2K experiment”. В: *Phys. Part. Nucl.* (2017) 48.6, с. 984—986.
- [40] R. Acciarri и др. “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 1: The LBNF and DUNE Projects”. В: (янв. 2016). arXiv: [1601.05471 \[physics.ins-det\]](#)
- [41] R. Acciarri и др. “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 2: The Physics Program for DUNE at LBNF”. В: (дек. 2015). arXiv: [1512.06148 \[physics.ins-det\]](#).
- [42] James Strait и др. “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 3: Long-Baseline Neutrino Facility for DUNE June 24, 2015”. В: (янв. 2016). arXiv: [1601.05823 \[physics.ins-det\]](#).
- [43] R. Acciarri и др. “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 4 The DUNE Detectors at LBNF”. В: (янв. 2016). arXiv: [1601.02984 \[physics.ins-det\]](#)
- [44] S. N. Gninenko, D. S. Gorbunov и M. E. Shaposhnikov. “Search for GeV-scale sterile neutrinos responsible for active neutrino oscillations and baryon asymmetry of the Universe”. В: *Adv. High Energy Phys.* (2012) 2012, с. 718259. arXiv: [1301.5516 \[hep-ph\]](#).

- [45] C. Adams и др. “The Long-Baseline Neutrino Experiment: Exploring Fundamental Symmetries of the Universe”. В: *Snowmass 2013: Workshop on Energy Frontier*. Июль 2013. arXiv: [1307.7335 \[hep-ex\]](#).
- [46] C. A. Argüelles и др. “Snowmass White Paper: Beyond the Standard Model effects on Neutrino Flavor”. В: *2022 Snowmass Summer Study*. Март 2022. arXiv: [2203.10811 \[hep-ph\]](#).
- [47] K. Kodama и др. “Charm meson production in 800-GeV/c proton - emulsion interactions”. В: *Phys. Lett. B* (1991) 263, с. 573—578.
- [48] M. Aguilar-Benitez и др. “*D* Meson Production From 400 GeV/*cpp* Interactions”. В: *Phys. Lett. B* (1987) 189. [Erratum: *Phys.Lett.B* 208, 530 (1988)], с. 476.
- [49] PYTHIA. “Fragmentation documentary”. В: (<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/p>)
- [50] M. Tanabashi и др. “Review of Particle Physics”. В: *Phys. Rev. D* (2018) 98.3, с. 030001.
- [51] C. Lourenco и H. K. Wohri. “Heavy flavour hadro-production from fixed-target to collider energies”. В: *Phys. Rept.* (2006) 433, с. 127—180. arXiv: [hep-ph/0609101](#).
- [52] Kyrylo Bondarenko, Alexey Boyarsky, Dmitry Gorbunov и Oleg Ruchayskiy. “Phenomenology of GeV-scale Heavy Neutral Leptons”. В: *JHEP* (2018) 11, с. 032. arXiv: [1805.08567 \[hep-ph\]](#).
- [53] Sergey Alekhin и др. “A facility to Search for Hidden Particles at the CERN SPS: the SHiP physics case”. В: *Rept. Prog. Phys.* (2016) 79.12, с. 124201. arXiv: [1504.04855 \[hep-ph\]](#).
- [54] Akitaka Ariga и др. “FASER’s physics reach for long-lived particles”. В: *Phys. Rev. D* (2019) 99.9, с. 095011. arXiv: [1811.12522 \[hep-ph\]](#).
- [55] M. Anelli и др. “A facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS”. В: (2015). arXiv: [1504.04956 \[physics.ins-det\]](#).

- [56] C. Ahdida и др. “The experimental facility for the Search for Hidden Particles at the CERN SPS”. В: *JINST* (2019) 14.03, P03025. arXiv: [1810.06880 \[physics.ins-det\]](#).
- [57] W. Bonivento и др. “Proposal to Search for Heavy Neutral Leptons at the SPS”. В: (2013). arXiv: [1310.1762 \[hep-ex\]](#).
- [58] Eung Jin Chun, Arindam Das, Sanjoy Mandal, Manimala Mitra и Nita Sinha. “Sensitivity of Lepton Number Violating Meson Decays in Different Experiments”. В: *Phys. Rev.* (2019) D100.9, с. 095022. arXiv: [1908.09562 \[hep-ph\]](#).
- [59] S. Agostinelli и др. “GEANT4—a simulation toolkit”. В: *Nucl. Instrum. Meth.* (2003) A506, с. 250—303.
- [60] K. Abe и др. “Search for heavy neutrinos with the T2K near detector ND280”. В: *Phys. Rev.* (2019) D100.5, с. 052006. arXiv: [1902.07598 \[hep-ex\]](#).
- [61] Eduardo Cortina Gil и др. “Search for heavy neutral lepton production in K^+ decays to positrons”. В: *Phys. Lett.* (2020) B807, с. 135599. arXiv: [2005.09575 \[hep-ex\]](#).
- [62] Oleg Ruchayskiy и Artem Ivashko. “Experimental bounds on sterile neutrino mixing angles”. В: *JHEP* (2012) 06, с. 100. arXiv: [1112.3319 \[hep-ph\]](#).
- [63] Sabir Ramazanov. “Semileptonic decays of charmed and beauty baryons with sterile neutrinos in the final state”. В: *Phys. Rev.* (2009) D79, с. 077701. arXiv: [0810.0660 \[hep-ph\]](#).
- [64] Gian Francesco Giudice. “Naturally Speaking: The Naturalness Criterion and Physics at the LHC”. В: (январь. 2008). Под ред. Gordon Kane и Aaron Pierce. arXiv: [0801.2562 \[hep-ph\]](#).
- [65] Gian F. Giudice. “Naturalness after LHC8”. В: *PoS* (2013) EPS-HEP2013, с. 163. arXiv: [1307.7879 \[hep-ph\]](#).

- [66] Mikhail Shaposhnikov. “The nuMSM, leptonic asymmetries, and properties of singlet fermions”. В: *JHEP* (2008) 08, с. 008. arXiv: [0804.4542 \[hep-ph\]](#).
- [67] Rupert Coy, Aritra Gupta и Thomas Hambye. “Seesaw determination of the dark matter relic density”. В: (2021). arXiv: [2104.00042 \[hep-ph\]](#).
- [68] Brian Batell, Maxim Pospelov и Adam Ritz. “Exploring Portals to a Hidden Sector Through Fixed Targets”. В: *Phys. Rev. D* (2009) 80, с. 095024. arXiv: [0906.5614 \[hep-ph\]](#).
- [69] Jim Alexander и др. “Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report”. В: авг. 2016. arXiv: [1608.08632 \[hep-ph\]](#).
- [70] J. Beacham и др. “Physics Beyond Colliders at CERN: Beyond the Standard Model Working Group Report”. В: *J. Phys. G* (2020) 47.1, с. 010501. arXiv: [1901.09966 \[hep-ex\]](#).
- [71] Brian Patt и Frank Wilczek. “Higgs-field portal into hidden sectors”. В: (май 2006). arXiv: [hep-ph/0605188](#).
- [72] F. Bezrukov и D. Gorbunov. “Light inflaton Hunter’s Guide”. В: *JHEP* (2010) 05, с. 010. arXiv: [0912.0390 \[hep-ph\]](#).
- [73] Jackson D. Clarke, Robert Foot и Raymond R. Volkas. “Phenomenology of a very light scalar ($100 \text{ MeV} < m_h < 10 \text{ GeV}$) mixing with the SM Higgs”. В: *JHEP* (2014) 02, с. 123. arXiv: [1310.8042 \[hep-ph\]](#).
- [74] Valentin V. Khoze. “Inflation and Dark Matter in the Higgs Portal of Classically Scale Invariant Standard Model”. В: *JHEP* (2013) 11, с. 215. arXiv: [1308.6338 \[hep-ph\]](#).
- [75] Chien-Yi Chen, Hooman Davoudiasl, William J. Marciano и Cen Zhang. “Implications of a light dark Higgs solution to the $g_{\mu-2}$ discrepancy”. В: *Phys. Rev. D* (2016) 93.3, с. 035006. arXiv: [1511.04715 \[hep-ph\]](#).

- [76] P. S. Bhupal Dev, Rabindra N. Mohapatra и Yongchao Zhang. “Long Lived Light Scalars as Probe of Low Scale Seesaw Models”. B: *Nucl. Phys.* (2017) B923, с. 179—221. arXiv: [1703.02471 \[hep-ph\]](#).
- [77] F. Bezrukov и D. Gorbunov. “Relic Gravity Waves and 7 keV Dark Matter from a GeV scale inflaton”. B: *Phys. Lett.* (2014) B736, с. 494—498. arXiv: [1403.4638 \[hep-ph\]](#).
- [78] Gordan Krnjaic. “Probing Light Thermal Dark-Matter With a Higgs Portal Mediator”. B: *Phys. Rev. D* (2016) 94.7, с. 073009. arXiv: [1512.04119 \[hep-ph\]](#).
- [79] Raffaele Tito D’Agnolo, Cristina Mondino, Joshua T. Ruderman и Po-Jen Wang. “Exponentially Light Dark Matter from Coannihilation”. B: *JHEP* (2018) 08, с. 079. arXiv: [1803.02901 \[hep-ph\]](#).
- [80] F. Bezrukov и D. Gorbunov. “Light inflaton after LHC8 and WMAP9 results”. B: *JHEP* (2013) 07, с. 140. arXiv: [1303.4395 \[hep-ph\]](#).
- [81] John R. Ellis, Mary K. Gaillard и Dimitri V. Nanopoulos. “A Phenomenological Profile of the Higgs Boson”. B: *Nucl. Phys.* (1976) B106, с. 292.
- [82] Georges Aad и др. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. B: *Phys. Lett.* (2012) B716, с. 1—29. arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [83] Serguei Chatrchyan и др. “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC”. B: *Phys. Lett.* (2012) B716, с. 30—61. arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [84] Eduardo Cortina Gil и др. “Measurement of the very rare $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decay”. B: (2021). arXiv: [2103.15389 \[hep-ex\]](#).
- [85] Jonathan L. Feng, Iftah Galon, Felix Kling и Sebastian Trojanowski. “Dark Higgs bosons at the ForwArd Search ExpeRiment”. B: *Phys. Rev. D* (2018) 97.5, с. 055034. arXiv: [1710.09387 \[hep-ph\]](#).

- [86] Brian Batell, Joshua Berger и Ahmed Ismail. “Probing the Higgs Portal at the Fermilab Short-Baseline Neutrino Experiments”. В: *Phys. Rev. D* (2019) 100.11, с. 115039. arXiv: [1909.11670 \[hep-ph\]](#).
- [87] Brian Batell, Jared A. Evans, Stefania Gori и Mudit Rai. “Dark Scalars and Heavy Neutral Leptons at DarkQuest”. В: (2020). arXiv: [2008.08108 \[hep-ph\]](#).
- [88] G. Bernardi и др. “Search for Neutrino Decay”. В: *Phys. Lett.* (1986) 166B, с. 479—483.
- [89] G. Bernardi и др. “Anomalous Electron Production Observed in the CERN Ps Neutrino Beam”. В: *Phys. Lett.* (1986) B181, с. 173—177.
- [90] Marco Drewes, Jan Hajer, Juraj Klarić и Gaia Lanfranchi. “NA62 sensitivity to heavy neutral leptons in the low scale seesaw model”. В: *JHEP* (2018) 07, с. 105. arXiv: [1801.04207 \[hep-ph\]](#).
- [91] Felix Kling и Sebastian Trojanowski. “Heavy Neutral Leptons at FASER”. В: *Phys. Rev. D* (2018) 97.9, с. 095016. arXiv: [1801.08947 \[hep-ph\]](#).
- [92] H. Leutwyler и Mikhail A. Shifman. “Light Higgs Particle in Decays of K and η Mesons”. В: *Nucl. Phys.* (1990) B343, с. 369—397.
- [93] John F. Donoghue, J. Gasser и H. Leutwyler. “The Decay of a Light Higgs Boson”. В: *Nucl. Phys.* (1990) B343, с. 341—368.
- [94] F. Bezrukov, D. Gorbunov и I. Timiryasov. “Uncertainties of hadronic scalar decay calculations”. В: (2018). arXiv: [1812.08088 \[hep-ph\]](#).
- [95] Saeid Foroughi-Abari и Adam Ritz. “LSND Constraints on the Higgs Portal”. В: *Phys. Rev. D* (2020) 102.3, с. 035015. arXiv: [2004.14515 \[hep-ph\]](#).
- [96] P. Abratenko и др. “Search for a Higgs portal scalar decaying to electron-positron pairs in the MicroBooNE detector”. В: (июнь 2021). arXiv: [2106.00568 \[hep-ex\]](#).

- [97] L. B. Okun, M. B. Voloshin и Valentin I. Zakharov. “ELECTRICAL NEUTRALITY OF ATOMS AND GRAND UNIFICATION MODELS”. B: *Phys. Lett.* (1984) 138B, с. 115–120.
- [98] Bob Holdom. “Two U(1)’s and Epsilon Charge Shifts”. B: *Phys. Lett.* (1986) 166B, с. 196–198.
- [99] James M. Cline, Zuowei Liu и Wei Xue. “Millicharged Atomic Dark Matter”. B: *Phys. Rev.* (2012) D85, с. 101302. arXiv: [1201.4858 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1201.4858).
- [100] S. L. Dubovsky и D. S. Gorbunov. “Small second acoustic peak from interacting cold dark matter?” B: *Phys. Rev.* (2001) D64, с. 123503. arXiv: [astro-ph/0103122 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0103122).
- [101] S. L. Dubovsky, D. S. Gorbunov и G. I. Rubtsov. “Narrowing the window for millicharged particles by CMB anisotropy”. B: *JETP Lett.* (2004) 79. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.79,3(2004)], с. 1–5. arXiv: [hep-ph/0311189 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0311189).
- [102] Rouven Essig и др. “Working Group Report: New Light Weakly Coupled Particles”. B: *Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013.* 2013. arXiv: [1311.0029 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1311.0029). URL: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C1307292/docs/IntensityFrontier/NewLight-17.pdf>.
- [103] Prateek Agrawal и др. “Feebly-Interacting Particles:FIPs 2020 Workshop Report”. B: (2021). arXiv: [2102.12143 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2102.12143).
- [104] Gabriel Magill, Ryan Plestid, Maxim Pospelov и Yu-Dai Tsai. “Millicharged particles in neutrino experiments”. B: *Phys. Rev. Lett.* (2019) 122.7, с. 071801. arXiv: [1806.03310 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1806.03310).
- [105] Roni Harnik, Zhen Liu и Ornella Palamara. “Millicharged Particles in Liquid Argon Neutrino Experiments”. B: *JHEP* (2019) 07, с. 170. arXiv: [1902.03246 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1902.03246).

- [106] K. Abe и др. “T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report”. В: (2019). arXiv: [1901.03750 \[physics.ins-det\]](#).
- [107] K. Abe и др. “The T2K Experiment”. В: *Nucl. Instrum. Meth.* (2011) A659, с. 106—135. arXiv: [1106.1238 \[physics.ins-det\]](#).
- [108] Yu. M. Antipov и др. “On Measurement of $\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Decay Branching Ratio in Coherent Dissociation Processes $\pi^- \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^-$ and $\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$ ”. В: *Z. Phys. C* (1989) 42, с. 185.
- [109] F. Ambrosino и др. “Measurement of the DAFNE luminosity with the KLOE detector using large angle Bhabha scattering”. В: *Eur. Phys. J. C* (2006) 47, с. 589—596. arXiv: [hep-ex/0604048](#).
- [110] M. Ablikim и др. “Observation of the Dalitz Decay $\eta' \rightarrow \gamma e^+e^-$ ”. В: *Phys. Rev.* (2015) D92.1, с. 012001. arXiv: [1504.06016 \[hep-ex\]](#).
- [111] R. Arnaldi и др. “Precision study of the $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ and $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ electromagnetic transition form-factors and of the $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$ line shape in NA60”. В: *Phys. Lett.* (2016) B757, с. 437—444. arXiv: [1608.07898 \[hep-ex\]](#).
- [112] D. Babusci и др. “Study of the Dalitz decay $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ with the KLOE detector”. В: *Phys. Lett.* (2015) B742, с. 1—6. arXiv: [1409.4582 \[hep-ex\]](#).
- [113] A. Anastasi и др. “Measurement of the $\phi \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ transition form factor with the KLOE detector”. В: *Phys. Lett.* (2016) B757, с. 362—367. arXiv: [1601.06565 \[hep-ex\]](#).
- [114] Kevin J. Kelly и Yu-Dai Tsai. “Proton fixed-target scintillation experiment to search for millicharged dark matter”. В: *Phys. Rev. D* (2019) 100.1, с. 015043. arXiv: [1812.03998 \[hep-ph\]](#).
- [115] R. I. Dzhelyadin и др. “Investigation of η Meson Electromagnetic Structure in $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ Decay”. В: *Phys. Lett.* (1980) 94B. [Sov. J. Nucl. Phys.32,516(1980); Yad. Fiz.32,998(1980)], с. 548.

- [116] A. Beddall. “Measurement of the Dalitz-decay branching ratio of the π^0 ”. В: *Eur. Phys. J. C* (2008) 54, с. 365—370.
- [117] M. A. Schardt, J. S. Frank, C. M. Hoffman, R. E. Mischke, D. C. Moir и P. A. Thompson. “A New Measurement of the Dalitz Decay Branching Ratio of the π^0 ”. В: *Phys. Rev. D* (1981) 23, с. 639.
- [118] P. A. Zyla и др. “Review of Particle Physics”. В: *PTEP* (2020) 2020.8, с. 083C01.
- [119] A. Blondel и др. “A fully active fine grained detector with three readout views”. В: *JINST* (2018) 13.02, P02006. arXiv: [1707.01785 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1707.01785).
- [120] K. Abe и др. “Hyper-Kamiokande Design Report”. В: (2018). arXiv: [1805.04163 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1805.04163).
- [121] O. Mineev и др. “Parameters of a fine-grained scintillator detector prototype with 3D WLS fiber readout for a T2K ND280 neutrino active target”. В: *Nucl. Instrum. Meth.* (2019) A936, с. 136—138.
- [122] A. Blondel и др. “The SuperFGD Prototype Charged Particle Beam Tests”. В: *JINST* (2020) 15.12, P12003. arXiv: [2008.08861 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/2008.08861).
- [123] R. Acciarri и др. “Improved Limits on Millicharged Particles Using the ArgoNeuT Experiment at Fermilab”. В: *Phys. Rev. Lett.* (2020) 124.13, с. 131801. arXiv: [1911.07996 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1911.07996).
- [124] K. Abe и др. “Measurement of neutrino and antineutrino neutral-current quasielasticlike interactions on oxygen by detecting nuclear deexcitation γ rays”. В: *Phys. Rev.* (2019) D100.11, с. 112009. arXiv: [1910.09439 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1910.09439).
- [125] A. A. Prinz и др. “Search for millicharged particles at SLAC”. В: *Phys. Rev. Lett.* (1998) 81, с. 1175—1178. arXiv: [hep-ex/9804008 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9804008).
- [126] A. Ball и др. “Search for millicharged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. В: *Phys. Rev. D* (2020) 102.3, с. 032002. arXiv: [2005.06518 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2005.06518).

- [127] Sacha Davidson, Steen Hannestad и Georg Raffelt. “Updated bounds on millicharged particles”. В: *JHEP* (2000) 05, с. 003. arXiv: [hep-ph/0001179](#) [[hep-ph](#)].
- [128] Ryan Plestid, Volodymyr Takhistov, Yu-Dai Tsai, Torsten Bringmann, Alexander Kusenko и Maxim Pospelov. “New Constraints on Millicharged Particles from Cosmic-ray Production”. В: *Phys. Rev. D* (2020) 102, с. 115032. arXiv: [2002.11732](#) [[hep-ph](#)].
- [129] S. N. Gninenko, D. V. Kirpichnikov и N. V. Krasnikov. “Probing millicharged particles with NA64 experiment at CERN”. В: *Phys. Rev.* (2019) D100.3, с. 035003. arXiv: [1810.06856](#) [[hep-ph](#)].