

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования «Московский государственный университет имени  
М.В.Ломоносова»

Личкунов Алексей Андреевич

**Нейтрино в теориях  
с аксионо-подобными частицами**

Специальность 1.3.3.  
Теоретическая физика

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, профессор  
Студеникин Александр Иванович

Москва — 2026

## Оглавление

	Стр.
Введение . . . . .	4
<b>Глава 1. Введение в физику нейтрино, аксионов и аксионо-подобных частиц . . . . .</b>	<b>14</b>
1.1 Описание нейтрино в рамках Стандартной модели и за её пределами . . . . .	14
1.1.1 Дираковские и майорановские нейтрино . . . . .	14
1.1.2 Смешивание нейтрино и осцилляции нейтрино . . . . .	16
1.1.3 Осцилляции нейтрино в веществе . . . . .	20
1.1.4 Масса нейтрино . . . . .	22
1.2 Электромагнитные свойства нейтрино . . . . .	23
1.2.1 Электромагнитная вершинная функция нейтрино . . . . .	24
1.2.2 Заряд и зарядовый радиус нейтрино . . . . .	25
1.2.3 Магнитный момент нейтрино . . . . .	26
1.3 Квантовая декогеренция состояний нейтрино . . . . .	28
1.4 Теория аксионов и аксионо-подобных частиц . . . . .	31
1.4.1 Аксионы . . . . .	32
1.4.2 Аксионо-подобные частицы . . . . .	37
1.4.3 Майороны . . . . .	38
1.5 Выводы . . . . .	40
<b>Глава 2. Флейворные осцилляции нейтрино в присутствии аксионо-подобных частиц . . . . .</b>	<b>41</b>
2.1 Осцилляции нейтрино в постоянном классическом поле аксионо-подобных частиц . . . . .	43
2.2 Осцилляции нейтрино в среде из майоронов . . . . .	46
2.3 Численные оценки . . . . .	50
2.4 Выводы . . . . .	52
<b>Глава 3. Влияние майоронов на осцилляции нейтрино в присутствии магнитного поля и вещества . . . . .</b>	<b>53</b>
3.1 Взаимодействие майорановских нейтрино с веществом и магнитным полем . . . . .	55

3.2	Уравнение эволюции нейтрино . . . . .	56
3.3	Аналитические результаты . . . . .	59
3.4	Численные оценки . . . . .	61
3.5	Выводы . . . . .	62
<b>Глава 4. Квантовая декогеренция осцилляций нейтрино в классическом поле аксионо-подобных частиц . . . . .</b>		<b>66</b>
4.1	Эволюция матрицы плотности нейтрино . . . . .	66
4.2	Условия применимости . . . . .	73
4.3	Оценка взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами	75
4.4	Выводы . . . . .	79
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>80</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>83</b>

## Введение

В настоящее время исследования свойств нейтрино являются одним из наиболее актуальных направлений современной физики элементарных частиц. Наличие у нейтрино ненулевой массы, экспериментально подтвержденное открытием осцилляций, привело к необходимости модификации Стандартной модели, согласно которой нейтрино является безмассовой частицей.

Точного ответа на вопрос, как у нейтрино возникает масса, нет. Решение проблемы генерации масс нейтрино неразрывно связано с установлением его фундаментальной природы: является ли нейтрино дираковским или майорановским фермионом [1, 2]. Дираковское нейтрино может приобретать массу благодаря юкавскому взаимодействию с полем Хиггса. Для майорановского нейтрино возможен качельный механизм, предполагающий, что наблюдаемые лёгкие нейтрино (левые активные) получают малую массу за счёт взаимодействия с тяжёлыми (правыми) нейтрино. Один из гипотетических процессов, который возможен лишь в модели майорановского нейтрино – безнейтринный бета-распад. Также существует механизм, при котором нейтрино приобретает массу через петлевые радиационные поправки к взаимодействию со скалярными полями за пределами Стандартной Модели. Данный механизм возможен как для дираковского [3], так и для майорановского нейтрино [4].

На данный момент эксперименты с солнечными и атмосферными нейтрино позволяют измерить разности квадратов масс  $\Delta m_{12}^2$  и  $\Delta m_{13}^2$ . Однако, знак  $\Delta m_{13}^2$  из экспериментальных данных получить не удаётся, вследствие чего возникает вопрос иерархии масс нейтрино. В случае прямого порядка предполагается, что массы нейтрино расположены в порядке возрастания следующим образом

$$m_1 < m_2 \ll m_3. \quad (1)$$

При обратном порядке расположение масс нейтрино меняется

$$m_3 \ll m_1 < m_2. \quad (2)$$

Проблема иерархии масс нейтрино исследуется в ряде экспериментов, среди которых можно выделить текущие проекты JUNO, T2K, NOvA и IceCube, а также готовящиеся к запуску DUNE, Hyper-Kamiokande и KM3NeT/ORCA.

Наличие массы у нейтрино приводит к проявлению нетривиальных электромагнитных свойств. В частности, ненулевая масса нейтрино обуславливает отличие от нуля и его магнитного момента. Самое сильное ограничение на магнитный момент нейтрино было получено экспериментом XENONnT [5]:

$$\mu_\nu < 6.4 \times 10^{-12} \mu_B. \quad (3)$$

Наличие магнитного момента у нейтрино обуславливает различные процессы взаимодействия нейтрино с фотонами (наиболее полный обзор электромагнитных свойств нейтрино дан в [6, 7, 8]), в том числе спиновый свет нейтрино в веществе [9, 10, 11].

Еще одно актуальное направление исследований в физике элементарных частиц связано с аксионами и аксионо-подобными частицами. Первые являются псевдоскалярными голдстоуновскими бозонами и были предложены в рамках решения проблемы CP-нарушения в сильном секторе Стандартной Модели. Их существование, предложенное в рамках механизма Печчеи–Куинн [12], не только устраняет данную проблему, но и делает их перспективными кандидатами на роль темной материи. Современные экспериментальные проекты (CASH, ADMX, CAST) направлены на обнаружение аксионов через их взаимодействие с фотонами (эффект Примакова) или спинами ядер [13, 14, 15].

Несмотря на то что аксион изначально вводится как безмассовая частица, в низкоэнергетическом режиме он приобретает эффективную массу вследствие взаимодействия с псевдоскалярными мезонами. В пределе двух легких кварков массовый член аксиона возникает из-за смешивания с  $\pi^0$ -мезоном, поскольку оба поля являются псевдоскалярными. Масса аксиона и его константа распада жёстко связаны с массой и константой распада нейтрального мезона.

Для аксионо-подобных частиц, представляющих собой псевдоскалярные голдстоуновские бозоны, массы и константы распада являются свободными параметрами. Механизм возникновения данных частиц отличается от механизма возникновения аксионов [16].

Как и аксионы, аксионо-подобные частицы являются популярными кандидатами на роль тёмной материи. Кроме того, вклад аксионо-подобных частиц

может представлять интерес при сравнении между теоретическим предсказанием и экспериментальным значением аномального магнитного момента мюона. Будучи бозонами, аксионы и аксионо-подобные частицы могут образовывать такие гипотетические астрофизические объекты как бозонные звёзды.

**Объектом** исследования диссертационной работы являются фундаментальные свойства нейтрино и аксионо-подобных частиц. **Предметом** диссертационной работы являются флейворные и спиновые осцилляции нейтрино в присутствии внешней среды, магнитного поля и аксионо-подобных частиц.

**Актуальность** работы обусловлена тем, что полученные результаты затрагивают фундаментальные основы теории взаимодействия нейтрино и в том числе могут быть полезны при рассмотрении вопроса о генерации масс нейтрино. Кроме того, исследование представляет особую значимость в свете активного развития нейтринной астрофизики. В настоящее время ведётся работа целого ряда экспериментов, ориентированных на детектирование нейтрино астрофизического происхождения, а также подготовка будущих. Наибольший научный интерес вызывают нейтринные потоки, связанные со вспышками сверхновых, а также нейтрино высоких энергий.

Перспективные установки следующего поколения – JUNO, Hyper-Kamiokande, DUNE и другие – позволят регистрировать нейтрино от сверхновых с беспрецедентной статистикой, достигающей десятков тысяч событий. Параллельно такие эксперименты, как Baikal-GVD, IceCube и KM3NeT, сосредоточены на изучении высокоэнергетических астрофизических нейтрино, что открывает возможности для идентификации их источников и анализа флейворного состава [17, 18, 19].

Теоретический аспект проблемы также активно разрабатывается: в научной литературе представлены многочисленные работы по моделированию нейтринных потоков от различных астрофизических объектов, в том числе сверхновых и блазаров [20, 21, 22].

### **Состояние научной разработки темы**

Ограничения на константы взаимодействия нейтрино с майоронами были получены в [23]. В указанной работе также было исследовано влияние майоронов на флейворные осцилляции нейтрино в среде и было показано, что при низких плотностях майоронов их влияние будет незначительным, однако они оказывают влияние на изменение спиральности нейтрино.

В исследовании [24] получены новые ограничения на эффективное взаимодействие нейтрино с аксионо-подобными частицами путем анализа его вклада в петлевые поправки к связи аксионо-подобных частиц с электрослабыми калибровочными бозонами. Работа включает расчеты в однопетлевом приближении и использует данные редких распадов мезонов и экспериментов на коллайдерах. Это позволило получить верхнюю границу на массу аксионо-подобные 100 МэВ.

В [25] исследуется возможная связь аксионо-подобных частиц со стерильными нейтрино, открывая перспективы для изучения этих взаимодействий на БАК. В нем используется эффективный подход теории поля и обсуждается УФ-полная модель, включающая аксионо-подобные частицы, стерильные нейтрино и тяжелый скаляр, которые могут быть протестированы в экспериментах на коллайдере.

Изучение модификаций осцилляций нейтрино под действием потенциала, индуцированного фоном аксионо-подобных частиц в Млечном Пути, описано в [26]. Учитывается эффект когерентного упругого рассеяния нейтрино на аксионо-подобных частицах, приводящий к появлению дополнительного вклада в уравнение эволюции нейтрино. В рамках модели со связью аксионо-подобных частиц с тремя поколениями активных нейтрино проведен анализ возможных наблюдаемых эффектов в современных и будущих экспериментах по нейтринным осцилляциям.

Современные исследования электромагнитных свойств нейтрино, в особенности их магнитных моментов, опираются на комплекс теоретических предсказаний [6] и экспериментальных ограничений [5, 27, 28]. Перспективным направлением представляется использование новых экспериментальных методик, таких как когерентное упругое рассеяние низкоэнергетических нейтрино, например, на атомах [29]. Отметим, что эффекты смешивания и осцилляций нейтрино являются важными факторами, которые необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных [30, 31].

Проблема квантовой декогеренции нейтрино, взаимодействующих со скалярными частицами, ранее рассматривалась в работе [32], где было показано, что квантовая декогеренция нейтрино может происходить за счет распада нейтрино на более легкое нейтринное состояние и безмассовую частицу, а также за счет обратного процесса поглощения безмассовой частицы нейтрино. Влияние флуктуаций плотности вещества и магнитного поля на квантовую декореген-

цию нейтринных состояний исследовалось в [33, 34, 35], а стохастических гравитационных волн в [36].

**Целью** диссертационной работы является описание процесса осцилляций нейтрино при их распространении в различных средах с учетом возможного взаимодействия с магнитным полем и аксионо-подобными частицами.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

- 1) получение замкнутых аналитических выражений для эффективного гамильтониана взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами;
- 2) получение вероятности флейворных и спин-флейворных осцилляций нейтрино в реалистичных астрофизических объектах с учетом взаимодействия как с майоронами, так и с магнитным полем и веществом;
- 3) обоснование и развитие нового подхода, который позволил описать квантовую декогеренцию нейтрино за счёт взаимодействия с классическим полем аксионо-подобных частиц.

## **Методы исследования**

При выполнении диссертационной работы использовались строгие методы современной теоретической физики, в частности квантовой теории поля и физики элементарных частиц. Для символьных вычислений использовался пакет Wolfram Mathematica, а для численных расчётов были реализованы алгоритмы на языках программирования Python и C.

## **Основные положения, выносимые на защиту:**

- 1) разработанный подход, описывающий осцилляции нейтрино в среде майоронов с учётом их рассеяния на данных частицах, позволяет корректно учитывать влияние майоронов на нейтринные потоки;
- 2) предложенный подход позволил получить аналитические выражения для вероятностей флейворных осцилляций нейтрино в среде из майоронов;
- 3) применение предложенного подхода к эволюции майорановского нейтрино в магнитном поле, веществе и среде из майоронов позволило получить новое уравнение эволюции нейтрино в данных внешних усло-

- виях, решение которого было получено с использованием численных методов;
- 4) развитая теория квантовой декогеренции нейтрино с учетом взаимодействия с флуктуирующим классическим полем аксионо-подобных частиц даёт возможность оценить вклад аксионо-подобных частиц в эволюцию нейтринных потоков;
  - 5) полученное выражение для диссипативной матрицы при эволюции нейтрино в классическом поле аксионо-подобных частиц содержит недиагональные элементы, что отличается от феноменологических моделей, рассматриваемых в литературе.

### **Научная новизна:**

- 1) в рамках разработанного подхода получены аналитические выражения для осцилляций нейтрино в среде из майоронов; показано, что при отсутствии других факторов майороны не меняют угол смешивания нейтрино и влияют лишь на длину осцилляций;
- 2) вычислены вероятности осцилляции нейтрино в веществе, магнитном поле и майоронов; показано, что в среде высокой плотности майоронов происходит сдвиг резонанса амплитуды осцилляций, появляются новые резонансы, а также изменяется зависимость осцилляций от CP-нарушающих фаз;
- 3) получена диссипативная матрица для случая взаимодействия нейтрино с классическим полем аксионо-подобных частиц; получены новые ограничения на константы взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами.

### **Структура и объём диссертации.**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Объём диссертации составляет 96 страниц, она включает 13 рисунков. Список литературы состоит из 158 наименований.

Первая глава посвящена обзору свойств нейтрино и их описанию в рамках Стандартной модели физики элементарных частиц и за её пределами. В частности, рассмотрены процессы осцилляций нейтрино в вакууме и веществе, а также вопросы, связанные с нарушением CP-инвариантности в осцилляциях

нейтрино. Кроме того, приведён краткий обзор на тему возможности наличия электромагнитного взаимодействия нейтрино. Приведены основные положения теории аксионов и аксионо-подобных частиц.

В второй главе рассмотрен процесс осцилляций нейтрино в среде аксионо-подобных частиц. Разработан подход к описанию осцилляций нейтрино в среде аксионо-подобных частиц, основанный на введении эффективного лагранжиана, полученного из упругого рассеяния нейтрино на аксионо-подобных частицах.

В третьей главе рассматриваются спиновые и спин-флейворные осцилляции нейтрино в среде, включающей вещество, магнитное поле и майороны. На основе результатов, изложенных во второй главе, демонстрируется, что эффективное взаимодействие нейтрино с майоронами естественным образом дополняет их взаимодействие с веществом и магнитным полем. Это позволяет обобщить формулы для вероятностей спиновых и спин-флейворных переходов нейтрино, полученные в [37], на случай наличия майоронов.

Четвёртая глава посвящена исследованию квантовой декогеренции нейтринных осцилляций, вызванной флуктуациями классического поля аксионо-подобных частиц. В работе эти флуктуации моделировались как случайный рэлеевский шум. В рамках данного подхода было выведено уравнение эволюции нейтринной матрицы плотности, соответствующее уравнению Редфилда, а также определена диссипативная матрица, включающая параметры декогеренции осцилляций. Получены оценки на взаимодействие нейтрино с аксионо-подобными частицами с помощью ограничений на квантовую декогеренцию нейтрино.

В Заключении кратко изложены результаты диссертационной работы.

### **Апробация результатов диссертационной работы.**

Результаты работы вошли в 8 публикаций автора в изданиях, индексируемых базой данных Scopus: [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45].

Кроме того, по результатам диссертации были сделаны 10 докладов на российских и международных конференциях:

- 1) «Neutrino quantum decoherence in a fluctuating ALPs field» 22nd Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia, 21-27 августа, 2025 (устный доклад);

- 2) «Neutrino mixing angle and neutrino oscillation in axion-like particle» 24th JINR-ISU Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics, Большие Коты, Россия, 10-17 июля, 2024 (устный доклад);
- 3) «Neutrino oscillation in ALPs matter» the 14th International School on Neutrino Physics and Astrophysics will be held in the city of Sarov, Nizhny Novgorod Region, Russia, 18- 23 июля 2022 (устный доклад);
- 4) «Neutrino mixing angle and neutrino oscillation in ALPs matter» XLI International Conference on High Energy Physics Bologna, Italy, 6-13.07.2022 (стендовый доклад);
- 5) «Neutrino oscillation in ALPs matter» XXX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Сеул, Корея, Республика, 30 мая - 4 июня 2022 (устный доклад);
- 6) «Neutrino quantum decoherence engendered by neutrino decay to photons, familons and gravitons» 17th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2021), Испания, 26 августа - 3 сентября 2021 (стендовый доклад);
- 7) «Neutrino decay processes and flavour oscillations» EPS-HEP2021 European Physical Society Conference on High Energy Physics, DESY, Германия, 26-30 июля 2021 (стендовый доклад);
- 8) «Interplay of neutrino spin and three-flavour oscillations in a magnetic field» EPS-HEP2021 European Physical Society Conference on High Energy Physics, DESY, Германия, 26-30 июля 2021 (стендовый доклад);
- 9) «Neutrino oscillations in a magnetic field: the three-flavor case» ICHEP2020: 40th International Conference on High Energy Physics, г. Прага, Чехия, 28 июля - 6 августа 2020 (устный доклад);
- 10) «Neutrino oscillations in a magnetic field and CP violation: The three-flavor case» The XXIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Чикаго, США, 22 июня - 2 июля 2020 (стендовый доклад).

### **Теоретическая и практическая значимость**

Полученные выражения для вероятности флейворных осцилляций нейтрино в среде майоронов расширяют стандартный формализм описания нейтринных осцилляций во внешней среде с учётом влияния новых гипотетических частиц. Это способствует углублению понимания динамики нейтрино

в условиях, которые могут существовать в астрофизических объектах. Учёт взаимодействия нейтрино с веществом и магнитным полем в присутствии майоронов позволяет моделировать более реалистичные сценарии, например, в ядрах сверхновых, активных галактиках или нейтронных звёздах.

Анализ квантовой декогеренции нейтринных осцилляций под действием классического поля аксионо-подобных частиц вносит вклад в квантовую теорию открытых систем, описывая, как внешние поля могут разрушать когерентность нейтринных состояний.

Результаты работы могут быть использованы для моделирования нейтринного сигнала от экстремальных астрофизических источников (сверхновые, активные галактические ядра, нейтронные звёзды), где присутствие майоронов или аксионо-подобных частиц может влиять на наблюдаемые спектры нейтрино. Полученные формулы могут быть применены для анализа данных будущих экспериментов, таких как DUNE, Hyper-Kamiokande, JUNO, или астрофизических наблюдений, направленных на поиск новых взаимодействий нейтрино. Учёт декогеренции позволит улучшить интерпретацию данных нейтринных телескопов (Baikal-GVD, IceCube, KM3NeT) в поисках следов новой физики.

### **Достоверность и обоснованность результатов**

Достоверность результатов диссертации обуславливается использованием в ней апробированных методов теоретической физики. Полученные соискателем выражения в предельных случаях сводятся к достоверным и хорошо известным в литературе результатам. Кроме того, все результаты диссертации прошли апробацию: вошли в 8 опубликованных автором статей и 10 сделанных автором докладов на российских и международных конференциях.

### **Личный вклад автора**

Вклад соискателя во всех опубликованных работах является определяющим. Все выносимые на защиту положения являются результатами, которые получены лично соискателем. В публикации [39] представлены проведённые соискателем расчёты аналитических выражений вероятностей спин-флейворных осцилляций нейтрино в магнитном поле. В работе [38] соискателем представлен разработанный им новый теоретический подход для исследования квантовой декогеренции нейтрино в среде из аксионо-подобных частиц и также проведённый им расчёт и полученное выражение для диссипативной матрицы.

В работе [40] соискателем реализован предложенный им новый подход для описания нейтрино в среде из майоронов и представлены аналитические выражения вероятностей флейворных осцилляций в среде из майоронов. Постановка задачи о спин-флейворных осцилляциях нейтрино в магнитном поле (публикация [39]) была выполнена совместно с А.Р.Поповым и А.С.Студеникиным. Постановка задачи о квантовой декогеренции нейтрино в среде из аксионоподобных частиц (публикация [38]) выполнена совместно с К.Л.Станкевичем и А.С.Студеникиным. Соискателем была проведена основная работа при подготовке текста всех статей, а также представление статей в архив и редакции журналов и переписка с редакторами и рецензентами.

## Глава 1. Введение в физику нейтрино, аксионов и аксионо-подобных частиц

В Главе 1 рассматриваются фундаментальные проблемы физики нейтрино, аксионов и аксионо-подобных частиц. Первый раздел главы содержит описание нейтрино в рамках минимального расширения Стандартной модели физики элементарных частиц, включая смешивание и осцилляции нейтрино, а также нарушение CP-симметрии в нейтринных осцилляциях. Во втором разделе представлен обзор электромагнитных свойств нейтрино. Третий раздел посвящён изложению основ теории аксионов, способу их включения в Стандартную модель, а также рассмотрению аксионо-подобных частиц, в частности майоронов. Данная глава является вводной.

### 1.1 Описание нейтрино в рамках Стандартной модели и за её пределами

Гипотеза о существовании нейтрино – легкой незаряженной частицы со спином  $1/2$  – была первоначально предложена Вольфгангом Паули с целью объяснения непрерывного характера энергетического спектра электронов при бета-распаде. Современные экспериментальные данные подтверждают наличие трех типов (или флейворов) нейтрино: электронного, мюонного и тау-нейтрино, каждому из которых соответствует определенное лептонное число.

#### 1.1.1 Дираковские и майорановские нейтрино

В современной физике элементарных частиц рассматриваются два подхода к описанию фермионных полей: дираковский и майорановский. Согласно дираковскому подходу, произвольное фермионное поле может быть разложено на левую и правую киральные компоненты:

$$\psi_D = \psi_L + \psi_R, \quad (1.1)$$

где

$$\psi_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \psi. \quad (1.2)$$

При этом  $\psi_L$  и  $\psi_R$  представляют собой независимые степени свободы.

В альтернативной формулировке, предложенной Этторе Майораной [46], киральные компоненты связаны условием  $\psi_R = (\psi_L)^c$ , что позволяет записать майорановское поле в виде:

$$\psi_M = \psi_L + (\psi_L)^c. \quad (1.3)$$

Для такого поля выполняется тождество

$$\psi_M = \psi_M^c, \quad (1.4)$$

из которого следует, что майорановский фермион тождественен своей античастице. Как следствие, подобные частицы должны быть электрически нейтральными.

Массовые члены в лагранжиане для дираковских и майорановских нейтрино имеют различную структуру:

$$\mathcal{L}_m^D = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_i \overline{\mathbf{v}_i^R} \mathbf{v}_i^L, \quad (1.5)$$

$$\mathcal{L}_m^M = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_i (\mathbf{v}_i^L)^T C \mathbf{v}_i^L, \quad (1.6)$$

где  $C$  - матрица зарядового сопряжения.

В отличие от дираковского случая (1.5), майорановский массовый член (1.6) не инвариантен относительно глобальных фазовых преобразований  $\mathbf{v}_i \rightarrow e^{i\alpha} \mathbf{v}_i$ , что приводит к несохранению полного лептонного числа  $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ . Важным следствием этого является возможность двойного безнейтринного бета-распада ( $n + n \rightarrow p + p + e^- + e^-$ ) [47], поиск которого активно ведётся в современных экспериментах. Хотя данный процесс до сих пор не обнаружен, установлены строгие ограничения на его время жизни. Например, в работе [48] получено новое нижнее ограничение для изотопа  $^{128}\text{Te}$ :  $T_{\frac{1}{2}} > 3.6 \times 10^{24}$  лет.

Майорановские фермионы возникают в ряде расширений Стандартной модели, включая Теории великого объединения и суперсимметричные модели. В

частности, их существование необходимо для реализации качельного механизма генерации малых масс нейтрино [49]. Детальное обсуждение свойств майорановских полей содержится в обзорах [1, 50].

### 1.1.2 Смешивание нейтрино и осцилляции нейтрино

Идея о возможности смешивания и осцилляций нейтрино была впервые предложена Бруно Понтекорво в пионерских работах [51, 52]. В этих ранних исследованиях, выполненных до открытия мюонного нейтрино, рассматривалась возможность нейтрино-антинейтринных переходов по аналогии с осцилляциями в системе нейтральных  $K$ -мезонов. После экспериментального обнаружения нейтрино второго поколения Маки, Накагава и Саката исследовали возможность смешивания между двумя массовыми состояниями нейтрино [53]. Дальнейшее развитие теория получила в работах Биленького, Грибова и Понтекорво [54, 55], заложивших основы современного описания нейтринных осцилляций.

В современной формулировке теории, нейтрино определённого флейвора (электронное, мюонное или тау) представляют собой квантовую суперпозицию массовых состояний:

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \nu_i, \quad (1.7)$$

где  $\alpha = e, \mu, \tau$  обозначает флейворное состояние, а индекс  $i = 1, 2, 3$  – массовое. Унитарная матрица  $U$ , известная как матрица Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты (PMNS), определяет связь между флейворными и массовыми базисами. Для антинейтрино матрица смешивания заменяется на комплексно сопряжённую  $U^*$ .

Стандартная параметризация матрицы PMNS включает три угла смешивания и одну дираковскую CP-нарушающую фазу:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

где  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  и  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ . Здесь  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  и  $\theta_{23}$  - углы смешивания, а  $\delta$  - дираковская CP-нарушающая фаза.

В случае майорановской природы нейтрино появляются две дополнительные CP-нарушающие фазы:

$$U_M = U \cdot D, \quad (1.9)$$

где  $U$  задана формулой (3.4), а

$$D = \text{diag}(e^{i\alpha_1}, e^{i\alpha_2}, 1). \quad (1.10)$$

Здесь  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  - майорановские CP-нарушающие фазы.

Явление нейтринных осцилляций возникает как следствие квантовой интерференции между различными массовыми состояниями. В вакууме эволюция массовых состояний описывается выражением:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle, \quad (1.11)$$

где  $E_i = \sqrt{m_i^2 + p^2}$  описывает энергию массивного нейтрино.

Вероятность перехода между флейворными состояниями в ультрарелятивистском пределе ( $p \ll m_i$ ) принимает вид:

$$P_{\alpha\beta}(L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>k} \text{Re}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin^2 \left( \frac{\pi L}{2L_{ik}} \right) + 2 \sum_{i>k} \text{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin \left( \frac{\pi L}{L_{ik}} \right), \quad (1.12)$$

где характерные длины осцилляций определяются как:

$$L_{ik} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ik}^2}, \quad \Delta m_{ik}^2 \equiv m_i^2 - m_k^2. \quad (1.13)$$

Часто рассматривается случай двухфлейвоновых осцилляций между электронными и мюонными нейтрино ( $\theta_{12} = \theta$ ,  $\Delta m_{21}^2 = \Delta m^2$ ). Тогда, вероятность перехода определяется следующим соотношением

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(x) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2}{4E} x \right). \quad (1.14)$$

Экспериментально наблюдаемая зависимость вероятности перехода от пройденного расстояния  $L$  и энергии нейтрино  $E$  представляет собой прямое проявление феномена нейтринных осцилляций. Современные значения параметров

осцилляций, полученные в результате глобального анализа экспериментальных данных, приведены в Таблицах 1 для случая прямой иерархии масс.

Параметр	$\sin^2 \theta_{12}$	$\sin^2 \theta_{23}$	$\sin^2 \theta_{13}$	$\Delta m_{12}^2/\text{eV}^2$	$ \Delta m_{13}^2 /\text{eV}^2$
Значение	0.307	0.561	0.022	$7.49 \times 10^{-5}$	$2.534 \times 10^{-3}$

Таблица 1 — Параметры нейтринных осцилляций согласно [56].

Для вычисления вероятности осцилляций антинейтрино необходимо выполнить замену матрицы смешивания  $U$  на её комплексно сопряжённую версию  $U^*$ . В результате получаем следующее выражение для вероятности перехода антинейтрино:

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\alpha\beta}(L) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>k} \text{Re}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin^2 \left( \frac{\pi L}{2L_{ik}} \right) \\ & - 2 \sum_{i>k} \text{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin \left( \frac{\pi L}{L_{ik}} \right). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Вероятность осцилляций антинейтрино получается из выражения (1.12) заменой знака перед третьим слагаемым, содержащим мнимую часть элементов матрицы смешивания. Это демонстрирует, что CP-нарушающая фаза  $\delta$  действительно определяет различие в поведении нейтрино и антинейтрино при осцилляциях.

Важно подчеркнуть, что майорановские CP-нарушающие фазы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  не влияют на вакуумные осцилляции. Как установлено в работе [57], исследования осцилляций в вакууме не позволяют отличить дираковскую природу нейтрино от майорановской. Более того, как было показано в [58], даже при учёте взаимодействия нейтрино с веществом вероятности осцилляций остаются независимыми от майорановских фаз.

Перейдём теперь к анализу поведения вероятностей осцилляций при дискретных преобразованиях симметрии - T- и CPT-инверсии. Для количественного описания нарушения этих симметрий используются следующие величины:

- 1)  $\Delta P_{\alpha\beta}^T(L) = P_{\alpha\beta}(L) - P_{\beta\alpha}(L)$ ,
- 2)  $\Delta P_{\alpha\beta}^{CP}(L) = P_{\alpha\beta}(L) - \bar{P}_{\alpha\beta}(L)$ ,
- 3)  $\Delta P_{\alpha\beta}^{CPT}(L) = P_{\alpha\beta}(L) - \bar{P}_{\beta\alpha}(L)$ .

Из формул (1.12) и (1.15) следует, что

$$\Delta P_{\alpha\beta}^T = \Delta P_{\alpha\beta}^{CP} = 4 \sum_{i>k} \text{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin\left(\frac{\pi L}{L_{ik}}\right), \quad (1.16)$$

что говорит об идентичности вкладов, нарушающих CP- и T-симметрии.

Можно показать, что

$$\text{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) = J \sum_{\gamma, l} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \varepsilon_{ikl}, \quad (1.17)$$

где величину  $J$  называют инвариантом Ярлског [59],  $\varepsilon_{ikl}$  - символ Леви-Чивиты. При выборе стандартной параметризации матрицы смешивания (3.4) или (1.9) его можно записать в виде

$$J = c_{12}s_{12}c_{23}s_{23}c_{13}^2s_{13} \sin \delta. \quad (1.18)$$

Из этого представления следует, что нарушение CP- и T-симметрий в вакуумных осцилляциях возможно только при ненулевой фазе  $\delta$ , антисимметрия соотношения (1.17) исключает CP-нарушение в каналах сохранения флейвора  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$ . Также можно сказать, что равенство  $\Delta P_{\alpha\beta}^{CPT} = 0$  отражает CPT-инвариантность вакуумных осцилляций. Можно показать, что

$$\Delta P_{e\mu}^{CP} = \Delta P_{\tau e}^{CP} = \Delta P_{\mu\tau}^{CP} = \Delta P^{CP}, \quad (1.19)$$

где

$$\Delta P^{CP} = 4J_{e\mu}^{12}(\sin \Delta_{21} + \sin \Delta_{32} + \sin \Delta_{13}), \quad (1.20)$$

и было введено обозначение

$$J_{e\mu}^{12} = \frac{1}{8} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin \delta. \quad (1.21)$$

Здесь  $\Delta_{ik} = \Delta m_{ik}^2/2E$  - фазы осцилляций.

В экспериментах с короткой базой, где

$$\Delta_{12} \ll 1, \quad (1.22)$$

величина  $\Delta P_{\alpha\beta}^{CP}$  обращается в ноль, что делает невозможным измерение CP-нарушающей фазы  $\delta$  в таких условиях. Для определения этой фазы необходимы эксперименты с длинной базой, в которых используются пучки мюонных нейтрино и антинейтрино с энергиями порядка 1 ГэВ, а детекторы регистрируют

появление электронных нейтрино и антинейтрино. Такой подход позволяет измерить величину  $\Delta P_{\mu e}^{CP}$  и определить значение фазы  $\delta$ .

Наиболее сильное ограничение на CP-нарушающую фазу  $\delta$  на сегодняшний день получено коллаборацией T2K [60]. Перспективные эксперименты, такие как T2HK, NO $\nu$ A [61] и DUNE [62], планируют существенно улучшить точность измерений, уменьшая погрешность до уровня около 20 градусов (при  $1\sigma$ ). В этих экспериментах различные длины баз: 295 км (T2K и T2HK), 810 км (NO $\nu$ A) и 1300 км (DUNE).

Поскольку в подобных экспериментах нейтринные пучки проходят значительные расстояния через земную кору, необходимо учитывать эффекты взаимодействия нейтрино с веществом, которые будут рассмотрены ниже. Подробный анализ теории лептонного CP-нарушения и перспективы его экспериментального изучения представлены в обзоре [63].

### 1.1.3 Осцилляции нейтрино в веществе

В данном разделе рассматривается распространение нейтрино в среде, состоящей из электронов, протонов и нейтронов. Ограничимся случаем электронейтрального вещества, где концентрации электронов и протонов равны ( $n_e = n_p$ ). Как впервые показал Вольфенштейн [64], эволюция нейтрино в такой среде описывается системой уравнений

$$i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = (U H_{vac} U^\dagger + V) \mathbf{v}, \quad (1.23)$$

где вектор нейтринных состояний имеет следующий вид

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

а гамильтониан  $H_{vac}$  и потенциал  $V$ , соответственно

$$H_{vac} = \text{diag}(0, \Delta_{21}, \Delta_{31}), \quad (1.25)$$

$$V = \text{diag}(\sqrt{2} G_F n_e E, 0, 0). \quad (1.26)$$

Потенциал  $V$  называют потенциалом Вольфенштейна. Вследствие того, что плотность нейтронов не входит в уравнение, она не влияет на динамику нейтрино.

Аналитическое решение уравнения (1.23) в общем случае получить затруднительно, однако существуют эффективные приближенные подходы [65, 66]. В частности, для описания солнечных нейтрино хорошо работает приближение двух поколений, дающее вероятность перехода в следующем виде

$$P_{e\mu}(L) = \sin^2 2\tilde{\theta} \sin^2(\omega L), \quad (1.27)$$

с эффективным углом смешивания  $\tilde{\theta}$ , определяемый следующей формулой

$$\sin^2 2\tilde{\theta} = \frac{\Delta^2 \sin^2 2\theta}{(\Delta \cos 2\theta - A)^2 + \Delta^2 \sin^2 2\theta}. \quad (1.28)$$

Частота осцилляций выражается через разность собственных значений энергии гамильтониана:

$$\omega = E_2 - E_1. \quad (1.29)$$

Для удобства использовано сокращение:

$$\Delta = \Delta_{21}, \quad A = 2\sqrt{2}G_F n_e. \quad (1.30)$$

При  $A = \Delta \cos 2\theta$  наблюдается резонансное усиление осцилляций. Этот эффект, предсказанный Михеевым и Смирновым [67], объясняет дефицит солнечных нейтрино [68] и важен для нейтрино от сверхновых [69].

В случае антинейтрино потенциал меняет знак ( $A \rightarrow -A$ ) [70], что исключает возможность резонанса:

$$\sin^2 2\tilde{\theta} = \frac{\Delta^2 \sin^2 2\theta}{(\Delta^2 \cos 2\theta + A)^2 + \Delta^2 \sin^2 2\theta} < 1. \quad (1.31)$$

Это приводит к следующим важным следствиям:

- различие в осцилляциях нейтрино и антинейтрино обусловлено как CP-фазой  $\delta$ , так и взаимодействием с веществом;
- нарушается CPT-инвариантность ( $\Delta P_{\alpha\beta}^{CPT} \neq 0$ );
- возникает эффект индуцированного CPT-нарушения [71].

### 1.1.4 Масса нейтрино

Современные экспериментальные данные по осцилляциям атмосферных и солнечных нейтрино позволяют с высокой точностью определить величины  $\Delta m_{21}^2$  и  $|\Delta m_{31}^2|$ . Однако знак  $\Delta m_{31}^2$  остается неопределенным, что оставляет открытым вопрос о возможных сценариях иерархии масс нейтрино. В настоящее время рассматриваются два основных варианта:

- 1) прямая иерархия масс ( $m_1 < m_2 < m_3$ )
- 2) обратная иерархия масс ( $m_3 < m_1 < m_2$ )

Для определения иерархии масс наиболее перспективными представляются два экспериментальных подхода. Первый основан на измерении вероятности выживания электронных антинейтрино  $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$  в реакторных экспериментах, таких как JUNO [72], где планируется достичь чувствительности  $3\sigma$  за шесть лет наблюдений при длине базы 53 км. Второй подход реализуется в ускорительных экспериментах с длинной базой (NO $\nu$ A, DUNE) через измерение вероятности перехода  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ , хотя интерпретация результатов осложняется зависимостью от неизвестной CP-нарушающей фазы  $\delta$ .

Современные экспериментальные методы позволяют устанавливать только верхние пределы на массы нейтрино. В экспериментах по изучению спектра электронов при бета-распаде измеряется эффективная масса электронного нейтрино:

$$m_\nu^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2. \quad (1.32)$$

Наиболее строгое ограничение получено в эксперименте KATRIN с перспективой достижения чувствительности 0.2 эВ [73]

$$m_\nu < 0.8 \text{ эВ}. \quad (1.33)$$

Анализ космологических данных дает наиболее жесткие ограничения на сумму масс нейтрино:  $\sum_{i=1}^3 m_i < 0.12$  эВ [74, 75]. Однако эти результаты существенно зависят от выбора космологической модели [76, 77, 78], что требует осторожности при их интерпретации.

Эксперименты по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада чувствительны к эффективной майорановской массе:

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right|. \quad (1.34)$$

Лучшие современные ограничения ( $m_{\beta\beta} < 0.08 - 0.18$  эВ) получены в экспериментах GERDA [79] и KamLAND-Zen [80]. Однако надежность этих результатов ограничена:

- неопределенностью в расчетах ядерных матричных элементов [47];
- предположением о майорановской природе нейтрино.

Из анализа осцилляционных данных следуют нижние пределы на массы нейтрино:

- для прямой иерархии:  $m_2 \geq \sqrt{\Delta m_{21}^2}$ ,  $m_3 \geq \sqrt{\Delta m_{31}^2}$ ;
- для обратной иерархии:  $m_1 \geq \sqrt{|\Delta m_{31}^2|}$ .

При этом в каждом случае возможно существование одного безмассового состояния ( $\nu_1$  для прямой и  $\nu_3$  для обратной иерархии).

## 1.2 Электромагнитные свойства нейтрино

Массивные нейтрино могут проявлять нетривиальные электромагнитные свойства, участвуя в электромагнитных взаимодействиях через радиационные поправки [6]. В рамках минимального расширения Стандартной модели, как показано в работах [81, 82], массивные нейтрино должны обладать ненулевым, хотя и крайне малым, аномальным магнитным моментом. Эти эффекты могут быть описаны с помощью соответствующих диаграмм Фейнмана (см. Рис. 1.1). Современные экспериментальные исследования позволяют установить строгие ограничения на возможные электромагнитные характеристики нейтрино. В данном разделе мы рассмотрим теоретические предсказания для электромагнитных свойств нейтрино, методы экспериментального обнаружения электромагнитных взаимодействий нейтрино, а также современные экспериментальные ограничения на магнитные моменты и другие электромагнитные характеристики нейтрино.

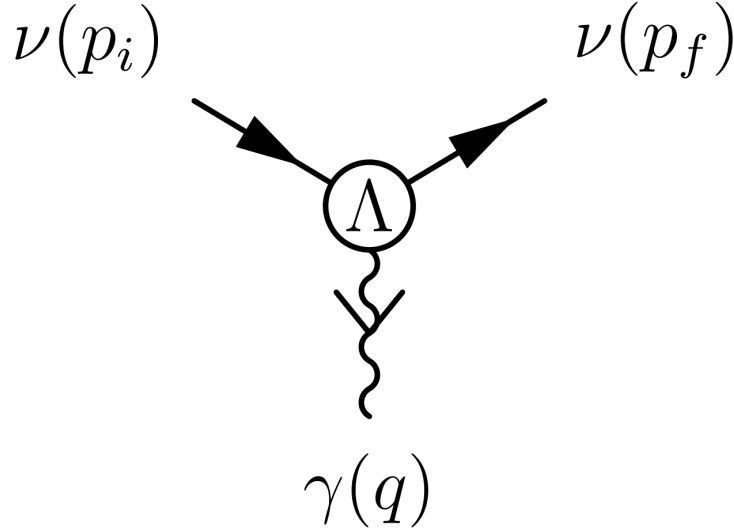


Рисунок 1.1 — Эффективная вершина взаимодействия нейтрино с фотоном.

### 1.2.1 Электромагнитная вершинная функция нейтрино

Взаимодействие массовых состояний нейтрино с электромагнитным полем описывается эффективным гамильтонианом:

$$H_{em} = \bar{\nu}(x)\Lambda_{\mu}\nu(x)A^{\mu}(x), \quad (1.35)$$

где  $\nu = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)^T$  - вектор массовых состояний нейтрино,  $A^{\mu}$  - векторный потенциал электромагнитного поля, а  $\Lambda_{\mu}$  - вершинная функция, имеющая следующую общую структуру [6, 83, 84, 85]:

$$\Lambda_{\mu}(q) = (\gamma_{\mu} - q_{\mu}\not{q}/q^2)[\mathbb{F}_Q(q^2) + \mathbb{F}_A(q^2)q^2\gamma_5] - i\sigma_{\mu\nu}q^{\nu}[\mathbb{F}_M(q^2) + i\mathbb{F}_E(q^2)\gamma_5], \quad (1.36)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

- $q = p_i - p_f$  - переданный 4-импульс;
- $\gamma_{\mu}$  - матрицы Дирака;
- $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_{\mu}, \gamma_{\nu}]$ .

Вершинная функция характеризуется четырьмя матричными формфакторами:

- 1) зарядовый формфактор  $\mathbb{F}_Q$ ;
- 2) анапольный формфактор  $\mathbb{F}_A$ ;

- 3) магнитный формфактор  $\mathbb{F}_M$ ;
- 4) электрический формфактор  $\mathbb{F}_E$ .

Каждый из этих формфакторов представляет собой эрмитову матрицу  $3 \times 3$  в пространстве массовых состояний [6]. Недиagonальные элементы матриц соответствуют переходным электромагнитным характеристикам, ответственным за переходы между различными массовыми состояниями нейтрино.

Свойства формфакторов существенно зависят от природы нейтрино (дираковские или майорановские). Из требования эрмитовости гамильтониана (1.35) и СРТ-инвариантности следует [6, 83, 84, 85]:

- 1) для дираковских нейтрино:
  - $\mathbb{F}_Q, \mathbb{F}_M, \mathbb{F}_A$  - вещественные симметричные матрицы;
  - $\mathbb{F}_E$  - чисто мнимая антисимметричная матрица;
- 2) для майорановских нейтрино:
  - $\mathbb{F}_Q, \mathbb{F}_M, \mathbb{F}_E$  - чисто мнимые антисимметричные матрицы;
  - $\mathbb{F}_A$  - вещественная антисимметричная матрица.

### 1.2.2 Заряд и зарядовый радиус нейтрино

Взаимодействие нейтрино с реальными фотонами ( $q^2 = 0$ ) определяется четырьмя электромагнитными характеристиками:

- 1) электрический заряд  $\mathbb{F}_Q(0) = q_\nu$ ;
- 2) магнитный момент  $\mathbb{F}_M(0) = \boldsymbol{\mu}$ ;
- 3) электрический дипольный момент  $\mathbb{F}_E(0) = \boldsymbol{\varepsilon}$ ;
- 4) Анапольный момент  $\mathbb{F}_A(0) = a$ .

В Стандартной модели нейтрино строго нейтральны ( $q_\nu = 0$ ), однако в расширенных теориях возможно существование малого *миллизаряда*. Экспериментальные ограничения на эту величину получены из различными способами, такими как реакторные эксперименты (GEMMA [27]):  $|q_\nu| < 1.5 \times 10^{-12} e_0$  [86], астрофизические наблюдения:  $|q_\nu| < 1.3 \times 10^{-19} e_0$  [87] а также исходя из нейтральности атома водорода:  $|q_\nu| < 3 \times 10^{-21} e_0$  [88].

Однако, даже для нейтральных нейтрино зарядовый формфактор может содержать нетривиальную информацию об электрических свойствах частицы:

$$\mathbb{F}_Q(q^2) = q^2 \left. \frac{d\mathbb{F}_Q}{dq^2} \right|_{q^2=0} + \mathcal{O}(q^4) \quad (1.37)$$

где зарядовый радиус определяется как:

$$\langle r^2 \rangle = 6 \left. \frac{d\mathbb{F}_Q}{dq^2} \right|_{q^2=0} \quad (1.38)$$

В рамках Стандартной модели для дираковских нейтрино предсказываются следующие значения:

$$\begin{aligned} \langle r_{\nu_e}^2 \rangle &= -0.83 \times 10^{-32} \text{см}^2, \\ \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle &= -0.48 \times 10^{-32} \text{см}^2, \\ \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle &= -0.30 \times 10^{-32} \text{см}^2. \end{aligned} \quad (1.39)$$

Современные экспериментальные ограничения достигают уровня  $10^{-32}$  см<sup>2</sup>. Подробный анализ электрических свойств нейтрино представлен в обзорах [6, 89, 90].

### 1.2.3 Магнитный момент нейтрино

Магнитный момент нейтрино представляет особый интерес для определения природы нейтрино (дираковские или майорановские). Как следует из общей теории, матрица магнитных моментов имеет принципиально различную структуру для этих двух случаев

$$\boldsymbol{\mu}^D = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{12} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{13} & \mu_{23} & \mu_{33} \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\mu}^M = \begin{pmatrix} 0 & i|\mu_{12}| & i|\mu_{13}| \\ -i|\mu_{12}| & 0 & i|\mu_{23}| \\ -i|\mu_{13}| & -i|\mu_{23}| & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.40)$$

где  $\mu_{ik}$  - вещественные параметры. Таким образом:

- для дираковских нейтрино существует 6 независимых магнитных моментов (3 диагональных и 3 переходных);
- для майорановских нейтрино - только 3 переходных момента.

В минимально расширенной Стандартной модели диагональные магнитные моменты дираковских нейтрино составляют [81, 82]

$$\mu_{ii}^D = \frac{3eG_F m_i}{8\sqrt{2}\pi^2} \approx 3.2 \times 10^{-19} \left(\frac{m_i}{\text{eV}}\right) \mu_B, \quad (1.41)$$

где  $\mu_B$  описывает магнетон Бора.

Переходные моменты дополнительно подавлены механизмом Глэшоу-Илиопулоса-Майани [91]. Точные расчёты с учётом калибровочной инвариантности и смешивания нейтрино проведены в работах [92, 93].

В экспериментах наблюдаемой величиной является эффективный магнитный момент  $\mu_{eff}$ :

$$\mu_{eff}^2 = \sum_{j=1}^3 \left| \sum_{k=1}^3 U_{ek} (\mu_{jk} - i\varepsilon_{jk}) \right|^2. \quad (1.42)$$

Современные эксперименты позволяют установить только верхние пределы на магнитные моменты нейтрино. Основные методы исследования:

1) упругое рассеяние нейтрино на электронах:

- реакторные эксперименты (GEMMA [27]):  $\mu_{eff} < 2.9 \times 10^{-11} \mu_B$ ;
- солнечные нейтрино (Borexino [28]):  $\mu_{eff} < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$ ;
- детекторы темной материи (XENONnT [5]):  $\mu_{eff} < 6.4 \times 10^{-12} \mu_B$ ;

2) астрофизические наблюдения:

- остывание красных гигантов [94]:  $\mu_\nu < 3 \times 10^{-12} \mu_B$ .

Электромагнитный вклад в сечение рассеяния электронного антинейтрино на электроны имеет вид

$$\frac{d\sigma_{EM}}{dT_e} = \pi r_0^2 \mu_{eff}^2 \left( \frac{1}{T_e} - \frac{1}{E_\nu} \right), \quad (1.43)$$

где  $E_\nu$  - энергия нейтрино,  $T_e$  - энергия отдачи электрона, а  $r_0 = 2.818 \times 10^{-13}$  см - классический радиус электрона.

Для майорановских нейтрино переходные моменты дополнительно ограничены в [95]. Разрыв между теоретическими предсказаниями СМ ( $\sim 10^{-19} \mu_B$ ) и экспериментальными пределами ( $\sim 10^{-12} \mu_B$ ) составляет 7 порядков. В расширенных теориях возможны значительно более высокие значения:

- модели с  $L - R$  симметрией: до  $10^{-16} \mu_B$  [96];
- суперсимметричные модели:  $10^{-14} - 10^{-12} \mu_B$  [97, 98].

Таким образом, поиск магнитного момента нейтрино представляет собой важный тест для теорий за пределами Стандартной модели. Современный обзор состояния исследований приведён в работах [89, 90].

Глава 2 диссертации посвящена осцилляциям нейтрино с учётом взаимодействия в веществе, среде майоранов их магнитных моментов с магнитным полем.

### 1.3 Квантовая декогеренция состояний нейтрино

Осцилляции нейтрино являются одним из наиболее ярких проявлений квантовой механики в физике элементарных частиц. Это явление возникает вследствие несовпадения массовых и флейворных состояний нейтрино, что приводит к периодическим переходам между различными флейворами (электронным, мюонным, тау-нейтрино) при распространении в вакууме или веществе. Однако в реальных условиях квантовая когерентная суперпозиция нейтринных состояний может нарушаться из-за взаимодействия с внешней средой. Данное явление, известное как квантовая декогеренция, способно модифицировать осцилляции, что обуславливает его важность в качестве объекта исследований в нейтринной физике.

Для описания квантовой декогеренции необходимо использовать матрицу плотности, которая имеет вид

$$\rho_\nu = \sum_j p_j |\psi_j\rangle \langle \psi_j|, \quad (1.44)$$

где  $|\psi_j\rangle$  описывает чистое состояние, а  $p_j$  – его вероятность.

В процессе декогеренции происходит затухание недиагональных элементов этой матрицы, что приводит к подавлению интерференционных эффектов. Учет декогеренции в рамках простейших феноменологических моделей осуществляется путем включения экспоненциальных факторов вида  $e^{-\gamma_{jk}L}$ , где  $\gamma_{jk}$  – параметры декогеренции, а  $L$  – расстояние, пройденное нейтрино.

Уравнение эволюции нейтринной матрицы плотности имеет следующий вид

$$\frac{\partial \rho_\nu(t)}{\partial t} = -i[H_\nu, \rho_\nu(t)] + D[\rho_\nu(t)], \quad (1.45)$$

где  $H_\nu$  – гамильтониан нейтринной подсистемы, а слагаемое  $D[\rho_\nu(t)]$ , называемое диссипативным, описывает процессы декогеренции выражается следующим образом

$$D[\rho_\nu(t)] = \sum_i \gamma_i \left( L_i \rho_\nu(t) L_i^\dagger - \frac{1}{2} \{L_i^\dagger L_i, \rho_\nu(t)\} \right) \quad (1.46)$$

В таком виде уравнение (1.45) является уравнением Линдблада, полученное им в 1976 [99]. Здесь  $\gamma_i$  – параметр Линдблада,  $L_i$  – оператор Линдблада. Форма параметров и операторов Линдблада определяется конкретным взаимодействием.

В литературе (см., например, в [32, 100, 101]) может использоваться разложение уравнения (1.45) по генераторам группы  $SU(N)$ , где  $N$  – количество флейворов нейтрино.

$$\rho_\nu(t) = \rho_\nu^0 \lambda^0 + \sum_{k=1}^{N^2-1} \rho_\nu^k(t) \lambda^k, \quad (1.47)$$

$$D[\rho_\nu(t)] = \sum_{k,l=0}^{N^2-1} D_{kl} \rho_\nu^l(t) \lambda^k, \quad (1.48)$$

$$H_\nu = H_\nu^k \lambda^k, \quad (1.49)$$

где  $\lambda^k$  описывает генераторы группы  $SU(N)$ ,  $\lambda^0$  – единичную матрицу размерности  $N \times N$ . В случае, когда  $N = 3$ , генераторы  $\lambda^k$  описываются с помощью матриц Гелл-Мана и обладают следующими свойствами

$$[\lambda_i, \lambda_j] = i f_{ijk} \lambda_k, \quad (1.50)$$

$$\lambda_i \lambda_j = \frac{1}{2} \delta_{ij}, \quad (1.51)$$

где  $f_{ijk}$  описывает структурные константы группы  $SU(3)$ . Таким образом, уравнение (1.45) принимает следующий вид

$$\frac{\partial \rho_\nu^k(t)}{\partial t} \lambda^k = f_{ijk} H_\nu^i \rho_\nu^j(t) \lambda^k + D_{kl} \rho_\nu^l(t) \lambda^k. \quad (1.52)$$

Коэффициент  $D_{kl}$  является элементом матрицы размерности  $N^2 \times N^2$ , содержащей в себе параметры системы. Данная матрица называется диссипа-

тивной и в случае трёх флейворов имеет следующий вид

$$D = \begin{pmatrix} -\Gamma_0 & \beta_{01} & \beta_{02} & \beta_{03} & \beta_{04} & \beta_{05} & \beta_{06} & \beta_{07} & \beta_{08} \\ \beta_{01} & -\Gamma_1 & \beta_{12} & \beta_{13} & \beta_{14} & \beta_{15} & \beta_{16} & \beta_{17} & \beta_{18} \\ \beta_{02} & \beta_{12} & -\Gamma_2 & \beta_{23} & \beta_{24} & \beta_{25} & \beta_{26} & \beta_{27} & \beta_{28} \\ \beta_{03} & \beta_{13} & \beta_{23} & -\Gamma_3 & \beta_{34} & \beta_{35} & \beta_{36} & \beta_{37} & \beta_{38} \\ \beta_{04} & \beta_{14} & \beta_{24} & \beta_{34} & -\Gamma_4 & \beta_{45} & \beta_{46} & \beta_{47} & \beta_{48} \\ \beta_{05} & \beta_{15} & \beta_{25} & \beta_{35} & \beta_{45} & -\Gamma_5 & \beta_{56} & \beta_{57} & \beta_{58} \\ \beta_{06} & \beta_{16} & \beta_{26} & \beta_{36} & \beta_{46} & \beta_{56} & -\Gamma_6 & \beta_{67} & \beta_{68} \\ \beta_{07} & \beta_{17} & \beta_{27} & \beta_{37} & \beta_{47} & \beta_{57} & \beta_{67} & -\Gamma_7 & \beta_{78} \\ \beta_{08} & \beta_{18} & \beta_{28} & \beta_{38} & \beta_{48} & \beta_{58} & \beta_{68} & \beta_{78} & -\Gamma_8 \end{pmatrix}. \quad (1.53)$$

Благодаря тому, что структурные константы группы  $SU(3)$   $f_{0ij} = 0$ , элементы диссипативной матрицы  $D_{0k} = D_{k0} = 0$ . Также диагональные элементы  $\Gamma_k$  не могут быть отрицательными, чтобы сохранить свойство нейтринной матрицы плотности  $Tr \rho_\nu = 1$ .

В литературе рассматриваются частные случаи, в которых недиагональные элементы диссипативной матрицы предполагаются равными нулю. В таком случае, рассматриваются (см. [101, 102]) следующие варианты взаимодействия нейтрино со средой (для упрощения предполагается, что все ненулевые диагональные элементы  $\Gamma_i = \Gamma$  равны):

- 1) среда взаимодействует равновероятно со всеми массовыми/флейворными состояниями, не смешивая их

$$D = \text{diag}(0, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma); \quad (1.54)$$

- 2) в фазах массовых состояний нейтрино возникают значительные стохастические возмущения, точная величина которых остаётся неопределённой

$$D = \text{diag}(0, \Gamma, \Gamma, 0, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, 0); \quad (1.55)$$

- 3) при взаимодействии нейтрино может исчезать из наблюдаемой системы. Этот эффект может быть объяснен несколькими механизмами: во-первых, нейтрино может быть поглощено чёрной дырой, в результате чего оно либо полностью теряется, либо преобразуется в ненаблюдаемые частицы через излучение Хокинга, а во-вторых, нейтрино может переизлучаться в нерегистрируемом направлении. Таким

образом, данная эволюция состояния нейтрино не является унитарной, а потому матричный элемент  $\Gamma_0$  будет ненулевым

$$D = \text{diag}(\Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma). \quad (1.56)$$

В связи с отсутствием развитых теоретических моделей квантовой декогеренции используется феноменологическая модель, в рамках которой параметр  $\Gamma$  имеет следующую зависимость от энергии нейтрино

$$\Gamma = \gamma_0 \left( \frac{E_\nu}{E_0} \right)^n, \quad (1.57)$$

где  $\gamma_0$  является параметром декогеренции,  $E_0$  описывает энергетическую шкалу, а  $n$  – степенной индекс.

При степенном индексе  $n = -1$  наблюдаемые эффекты нейтринной декогеренции описывают процессы распада нейтрино на безмассовую частицу (см. [32]).

Сценарий с  $n = -2$  может возникать в моделях, описывающих взаимодействие нейтрино с гравитационными волнами (см. [103]). Кроме того, аналогичное поведение наблюдается в диссипативной матрице при взаимодействии с флуктуирующим полем аксионо-подобных частиц.

При описании квантово-гравитационных эффектов, приводящих к потере когерентности, в большинстве случаев используются положительные значения  $n$ .

В Главе 4 рассмотрено влияние флуктуаций классических полей аксионо-подобных частиц на квантовую декогеренцию состояний нейтрино.

## 1.4 Теория аксионов и аксионо-подобных частиц

Несмотря на то, что Стандартная модель успешно описывает широкий спектр экспериментальных данных, в ней сохраняется ряд нерешённых проблем, указывающих на необходимость расширения теории. Помимо уже упомянутой проблемы наличия массы у нейтрино и механизмов её генерации, остаются необъяснёнными следующие вопросы:

- 1) существенное различие масс кварков и лептонов различных поколений;

- 2) расхождение между теоретическим и экспериментальными значениями аномального магнитного момента мюона;
- 3) чрезвычайно малое значение параметра нарушения  $CP$ -инвариантности в сильном взаимодействии;
- 4) природа частицы, составляющей тёмную материю.

Одним из перспективных подходов к решению перечисленных проблем является включение в теоретическую модель аксионов и аксионо-подобных частиц. В данном разделе рассматривается способ интеграции этих частиц в Стандартную модель, анализируются их свойства, а также излагаются возможные методы их экспериментального обнаружения. Теоретическое описание аксионов и аксионо-подобных частиц базируется на обзорной работе [16].

### 1.4.1 Аксионы

История аксионов начинается с попытки решения проблемы нарушения  $CP$ -инвариантности в секторе сильных взаимодействий. Известно, что слагаемое, нарушающее  $CP$ -инвариантность имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_\theta = \theta_{QCD} \frac{\alpha_s}{32\pi^2} \text{Tr} G^{\mu\nu a} \tilde{G}_{\mu\nu a}, \quad (1.58)$$

где  $G^{\mu\nu a}$  – тензор, описывающий глюоны,  $\alpha_s$  – константа сильного взаимодействия, а  $\theta_{QCD}$  – параметр нарушения  $CP$ -инвариантности, изменяющийся от 0 до  $2\pi$ , а также инвариантный по сдвигу на  $2\pi$ . Наличие данного параметра приводит к появлению электрического дипольного момента нейтрона

$$d_n \approx 3.6 \times 10^{-16} \theta_{QCD} e \text{ см}. \quad (1.59)$$

Экспериментально электрический дипольный момент нейтрона ограничен значением  $|d_n| < 2.9 \times 10^{-26} e \text{ см}$ , тем самым ограничивая параметр нарушения  $CP$ -инвариантности  $\theta_{QCD} \lesssim 10^{-10}$ . Однако теоретического обоснования малости его значения отсутствует. Более того, параметр  $\theta_{QCD}$  может получать вклад от электрослабого сектора, а также при преобразовании кваркового базиса

$$\theta_{QCD} \rightarrow \theta_{QCD} - \arg \det M_u M_d, \quad (1.60)$$

где  $M_u$  и  $M_d$  описывают массовую матрицу кварков. Таким образом, параметр нарушения  $CP$ -инвариантности становится динамическим параметром.

Чтобы решить проблему сильного  $CP$ -нарушения, Роберто Печчеи и Хелена Квинн предложили ввести новое безмассовое поле, которое взаимодействовало бы с глюонами следующим образом

$$\mathcal{L}_a = \frac{a}{f_a} \frac{\alpha_s}{32\pi^2} \text{Tr} G^{\mu\nu a} \tilde{G}_{\mu\nu a}, \quad (1.61)$$

где  $a$  описывает новое поле, а  $f_a$  – константу его распада. Также было предложено ввести для данного поля трансляционную инвариантность

$$a \rightarrow a + a_0. \quad (1.62)$$

Таким образом, всегда можно положить сдвиг  $a_0$  равным  $f_a \theta_{QCD}$ , тем самым удаляя из теории параметр  $\theta_{QCD}$ . Так как данный параметр инвариантен относительно сдвига на  $2\pi$ , для нового поля остаётся дискретная симметрия следующего вида

$$a \rightarrow a + 2\pi f_a. \quad (1.63)$$

Частица, описываемая данным полем, получила название «аксион» по аналогии с существовавшей в то время маркой стирального порошка Axion. Подобно тому как порошок Axion очищает вещи от загрязнений, аксион «очищает» теорию от нарушения  $CP$ -инвариантности в сильном взаимодействии.

Помимо свойства дискретной симметрии, аксион описывается псевдоскалярным полем. Общий лагранжиан Стандартной модели является  $CP$ -инвариантным, однако величина  $G^{\mu\nu a} \tilde{G}_{\mu\nu a}$  нечётна относительно  $CP$ -преобразования. Следовательно, для сохранения  $CP$ -инвариантности всего лагранжиана на новое поле необходимо наложить условие псевдоскалярности.

Таким образом, аксион обладает следующими свойствами:

- 1) вещественность;
- 2) безмассовость;
- 3) псевдоскалярность;
- 4) дискретная симметрия.

Из этого можно сделать вывод, аксион является псевдоскалярным голдстоуновским бозоном. Из вещественности аксиона и его инвариантности относительно дискретной симметрии следует, что аксион естественно интерпретировать как

фазу некоторого комплексного поля. Такое комплексное поле можно определить выражением

$$\varphi = |\varphi| e^{i \frac{a}{f_a}}. \quad (1.64)$$

Данное поле обладает  $U(1)$  симметрией (названной в честь Печчеи и Квинн  $U(1)_{PQ}$ -симметрией), которая на масштабе  $f_a$  спонтанно нарушается вследствие достижения комплексным полем вакуума. Данный механизм спонтанного нарушения  $U(1)_{PQ}$ -симметрии напоминает механизм Хиггса и назван механизмом Печчеи-Квинн. Взаимодействие аксиона с другими полями имеет следующий вид

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma} a}{f_a} F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}, \quad (1.65)$$

$$\mathcal{L}_{a\psi} = g_{a\psi} \frac{\partial_\mu a}{f_a} \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi, \quad (1.66)$$

где  $F_{\mu\nu}$  описывает электромагнитный тензор, а  $\psi$  – поле фермионов.

Как было сказано выше, в теорию аксионы вводятся как безмассовая частица. Однако, при взаимодействии с пионами и смешивании с ними через глюоны они приобретают эффективную массу. Аксионы имеют строгую привязку своей массы к массе пионов через следующее соотношение

$$f_a m_a \sim f_\pi m_\pi, \quad (1.67)$$

где  $m_a$  и  $m_\pi$  описывают массу аксиона и массу пиона соответственно, а  $f_\pi$  – константу распада пиона. Можно показать, что масса аксиона имеет следующий вид

$$m_a \approx 6 \times 10^{-6} \left( \frac{10^{12} \text{ ГэВ}}{f_a} \right). \quad (1.68)$$

Таким образом, чем больше константа  $f_a$ , тем меньше масса аксиона  $m_a$ . При достаточно малой массе аксионы становятся перспективным кандидатом на роль тёмной материи.

В рамках современной теоретической физики принято выделять три основных типа аксионов.

### **Аксион Печчеи-Квинн-Вайнберга-Вильчека (PQWW-аксион).**

Возникает из единичного комплексного скалярного поля  $\varphi$ , взаимодействующего с кварками посредством юкавского взаимодействия. При киральном повороте угол данного поля сдвигается на постоянное значение.

Потенциал поля имеет следующий вид:

$$V(\varphi) = \lambda \left( |\varphi|^2 - \frac{f_a^2}{2} \right)^2, \quad (1.69)$$

где константа  $f_a \approx 250$  ГэВ, что соответствует электрослабому масштабу.

Аналогично полю Хиггса, на электрослабом масштабе происходит спонтанное нарушение симметрии. Следовательно, данное комплексное поле, подобно полю Хиггса, вносит вклад в массу фермионов.

Вблизи минимума потенциала  $V(\varphi)$  поле принимает вид

$$\langle \varphi \rangle e^{i \frac{a}{f_a}}, \quad (1.70)$$

где  $\langle \varphi \rangle = \frac{f_a}{\sqrt{2}}$ , поле  $a$  описывает аксион.

Для взаимодействия аксионами с кварками соответствующее слагаемое в лагранжиане имеет вид

$$\mathcal{L}_{aq} = im_q \frac{a}{f_a} \bar{q} \gamma_5 q. \quad (1.71)$$

Взаимодействие аксиона с глюонами и электромагнитным полем осуществляется через фермионные петли и имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{aF} \sim \frac{a}{f_a} F \tilde{F}, \quad (1.72)$$

$$\mathcal{L}_{aG} \sim \frac{a}{f_a} G \tilde{G}. \quad (1.73)$$

Последнее слагаемое отвечает за решение проблемы  $CP$ -неинвариантности в секторе сильных взаимодействий.

Экспериментальные исследования показали, что PQWW-аксионы не существуют. Основная причина заключается в том, что для столь малого значения константы  $f_a$  предсказываемая интенсивность взаимодействия аксионов с другими частицами существенно превышает экспериментально допустимые пределы. Поскольку в экспериментах подобные взаимодействия не были обнаружены, существование аксионов данного типа исключается.

В отличие от PQWW-аксионов, рассматриваемые ниже модели аксионов не связаны с электрослабым масштабом взаимодействия.

### **Аксион Ким-Шифман-Вайнштейн-Захарова (KSWZ-аксион).**

Для данного вида аксиона в теорию вводятся тяжёлые кварковые дуплеты  $Q_L$  и  $Q_R$ , с которыми комплексное поле  $\varphi$  взаимодействует через юкавские

константы следующим образом

$$\mathcal{L} = -\lambda_Q \varphi \bar{Q}_L Q_R + h.c. \quad (1.74)$$

Для KSWZ-аксиона можно ввести потенциал, аналогичный PQWW-аксиону, и таким образом, как и в прошлом пункте, аксионы появляются из спонтанного нарушения  $U(1)_{PQ}$  симметрии.

Взаимодействие с глюонами происходит за счёт киральной аномалии и меняет лагранжиан следующим образом

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \frac{a}{32\pi^2 f_a} G\tilde{G}. \quad (1.75)$$

После спонтанного нарушения симметрии тяжёлые кварки приобретают массу, оцениваемую как  $m_Q \sim \lambda_Q f_a$ . При этом вклад тяжёлых кварков в дальнейшие процессы становится несущественным, и ими можно пренебречь. На древесном уровне рассматриваемый тип аксиона взаимодействует исключительно с глюонами, тогда как остальные каналы взаимодействия подавлены. Чтобы учесть взаимодействия с остальными полями, требуется использовать петлевые приближения, дающие электромагнитную аномалию.

#### **Аксион Дине-Фишлер-Средницки-Житницкого (DFSZ-аксион).**

Взаимодействие данного аксиона с остальными частицами Стандартной Модели происходит через поля Хиггса. Для этого вводится два дополнительных хиггсовских поля  $H_d$  и  $H_u$ . Взаимодействие комплексного поля  $\varphi$  с данными хиггсовскими полями имеют следующий вид

$$\mathcal{L} = \lambda_H \varphi^2 H_u H_d. \quad (1.76)$$

Данные хиггсовские поля взаимодействуют с кварками и лептонами и после спонтанного нарушения заменяются на собственные вакуумные средние, благодаря чему аксионы могут взаимодействовать с частицами Стандартной модели напрямую на древесном уровне.

В литературе существует дискуссия на тему того, как описывать аксионное поле. Будучи бозоном, аксионы могут образовывать Бозе-Эйнштейновский конденсат, в котором аксионы, находясь в минимуме энергии, описываются классическим полем. Вопрос состоит в том, является ли такая картина универсальной для всех аксионов или требуются квантовые поправки. Тем не менее, в литературе встречается описание аксионов как квантовых полей.

В случае, когда аксионы являются классическим полем, их можно описывать следующим выражением (которое является решением уравнения Клейна-Гордона-Фока)

$$a(x) = a_0 \cos(m_a t - \vec{p} \cdot \vec{x}), \quad (1.77)$$

где коэффициент  $a_0$  имеет следующий вид

$$a_0 = \frac{\sqrt{2\rho}}{m_a}. \quad (1.78)$$

Здесь  $\rho$  описывает энергетическую плотность аксионов.

### 1.4.2 Аксионо-подобные частицы

Как было сказано выше, масса аксионов сильно завязана на взаимодействие с пионами. Аксионо-подобные частицы не имеют таких ограничений. Это обусловлено тем, что аксионо-подобные частицы не взаимодействуют с глюонами напрямую. Соответственно, механизм генерации их массы отличается от аксионного. В частности, аксионо-подобные частицы не используют для решения проблемы нарушения CP-инвариантности в секторе сильных взаимодействий. Таким образом, имея такой же вид взаимодействия, как и у аксионов, масса и константа распада аксионо-подобных частиц являются свободными параметрами. Благодаря этому, в литературе рассматриваются как легчайшие аксионо-подобные частицы с массами вплоть до  $10^{-22}$  эВ, так и сверхтяжёлые, имеющие массу до  $10^{30}$  ГэВ. Более того, такими же свободными параметрами являются и константы взаимодействия с другими частицами стандартной модели.

Механизм появления аксионо-подобных частиц похож на механизм Печчеи-Квинн для аксионов. Так, фамилонны могут появляться из спонтанного нарушения лептоновой  $U(1)$  симметрии и служат для объяснения различия масс лептонов в разных поколениях. Другой вид аксионо-подобных частиц, называемый майорон, генерируется из нарушения лептонной  $U(1)$  симметрии между тяжёлыми и лёгкими нейтрино и участвует в качельном механизме генерации масс нейтрино.

Как и аксионы, аксионо-подобные частицы взаимодействуют с электромагнитным полем следующим образом

$$\mathcal{L} \supset \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (1.79)$$

Это слагаемое делает возможными осцилляции между фотонами и аксионами/аксионо-подобными частицами. Именно этот процесс лежит в основе их экспериментального обнаружения с помощью галоскопов, где благодаря эффекту Примакова аксионы и аксионо-подобные частицы под действием внешнего электромагнитного поля могут превращаться в фотоны. В ряде экспериментов, таких как CASH, FEEL и IBS/SAP, предпринимаются попытки обнаружить эти частицы. Также обсуждается возможность поиска аксионо-подобных частиц в эксперименте NICA [104] и в таких нейтринных экспериментах как DUNE [105]. В Главе 2 было рассмотрено влияние классических полей аксионо-подобных частиц на осцилляции нейтрино, в Главе 4 была рассмотрена квантовая декогеренция под влиянием флуктуирующего классического поля аксионо-подобных частиц.

### 1.4.3 Майороны

Введение поля майорона осуществляется посредством механизма, аналогичного механизму Хиггса. В рамках данной диссертации рассматривается синглетный майорон, описанный в работах [106, 107, 108]. Майороны включаются в калибровочный механизм и участвуют в формировании масс нейтрино благодаря спонтанному нарушению лептонной симметрии  $U(1)_L$  или  $U(1)_{B-L}$ . В модели синглетного майорона лагранжиан взаимодействия в лептонном секторе принимает вид

$$\mathcal{L} = -\lambda_D \Phi^* \bar{E}_L \nu_R - \frac{\lambda_R}{2} \bar{\nu}_R^c \Sigma \nu_R, \quad (1.80)$$

где  $\nu_R$  обозначает правые нейтрино, являющиеся синглетами относительно лептонного числа,  $E_L$  — лептонный дублет,  $\Phi$  — хиггсовский дублет, а  $\Sigma$  представляет собой комплексное поле с лептонным зарядом  $L(\Sigma) = -2$ , что обеспечивает сохранение лептонной симметрии в лагранжиане. Матрицы комплексных констант связи  $\lambda_R$  и  $\lambda_D$  определяют взаимодействия соответствующих полей.

При спонтанном нарушении лептонной  $U(1)_L$ -симметрии комплексное поле  $\Sigma$  принимает вид, близкий к вакуумному состоянию:

$$\Sigma(x) = (F + \sigma(x) + iJ(x))/\sqrt{2}, \quad (1.81)$$

где  $F$  характеризует масштаб нарушения лептонной симметрии,  $\sigma(x)$  — массивное поле порядка  $F$ , которым можно пренебречь,  $J(x)$  соответствует майорону. В результате нарушения симметрии правые нейтрино приобретают майорановскую массу  $M_R = \frac{\lambda_R F}{\sqrt{2}}$ . После спонтанного нарушения электрослабой симметрии хиггсовский дублет также переходит в близкое к вакууму состояние:

$$\Phi = \left(0, v + h(x)\right)^T \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (1.82)$$

где  $v$  соответствует вакуумному среднему хиггсовского поля. Вследствие этого нейтрино обретают дираковскую массу  $m_D = \frac{\lambda_D v}{\sqrt{2}}$ . Полная массовая матрица смешивания записывается в виде

$$\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & m_R \end{pmatrix} = V^* \text{diag}(m_1, \dots, m_{2N}) V^\dagger, \quad (1.83)$$

где  $N$  — количество флейворов нейтрино,  $V$  — унитарная матрица смешивания.

Нейтрино в массовом базисе  $n = n_R + n_R^c$  выражаются следующим образом:

$$n_R = V^\dagger (\mathbf{v}_L^c, N_R), \quad (1.84)$$

причём  $N_R$  описывает тяжёлые нейтринные состояния. Взаимодействие нейтрино с майороном может быть представлено лагранжианом

$$\mathcal{L}_a = -i \frac{a}{F} \bar{n}_i \left( g_V^{ij} (m_i - m_j) + \gamma_5 g_A^{ij} (m_i + m_j) \right) n_j, \quad (1.85)$$

где константы  $g_V^{ij}$  и  $g_A^{ij}$  выражаются следующим образом

$$g_V^{ij} = \frac{1}{2} \text{Im} C_{ij}, \quad (1.86)$$

$$g_A^{ij} = \frac{i}{2} \left( \frac{1}{2} \delta_{ij} - \text{Re} C_{ij} \right), \quad (1.87)$$

а элементы матрицы  $C$  имеют следующий вид

$$C_{ij} = \sum_k^N V_{ki} V_{kj}^*. \quad (1.88)$$

В отличие от аксиона, который получает массу посредством смешивания с пионом, майорон приобретает массу за счёт взаимодействия с топологическими дефектами — в частности, в процессах распада доменных стенок и струн [109].

Константа самодействия майорона задается по аналогии. Положительные значения этой константы обуславливают притяжение между майоронами, которое потенциально ведет к образованию гипотетических астрофизических объектов — бозонных звезд.

В Главе 2 было рассмотрено влияние майоронов на флейворные осцилляции нейтрино, а в Главе 3 – вклад майоронов в спиновые и спин-флейворные осцилляции нейтрино в среде и магнитном поле.

## 1.5 Выводы

Настоящая глава носит вводный характер и посвящена основам физики нейтрино, аксионов и аксионо-подобных частиц. В первой части представлено описание нейтрино, рассмотрен феномен осцилляций, а также затронуты вопросы, связанные с электромагнитными свойствами этих частиц. Вторая часть содержит обзор аксионов и аксионо-подобных частиц: изложены механизмы их включения в Стандартную модель и описаны основные свойства. Особое внимание уделено майронам — классу аксионо-подобных частиц, характеризующихся более интенсивным, по сравнению с другими, взаимодействием с нейтрино. Именно взаимодействию нейтрино с майронами посвящены Главы 2 и 3.

## Глава 2. Флейворные осцилляции нейтрино в присутствии аксионо-подобных частиц

Как было сказано в Главе 1, в рамках современных исследований физики нейтрино анализируются их электромагнитных свойств и влиянию этих характеристик на процессы осцилляций нейтрино [6]. Параллельно ведётся изучение нестандартных взаимодействий нейтрино, и, в частности, возможного взаимодействия между нейтрино и аксионо-подобными частицами. Данные исследования могут иметь значение для решения проблемы генерации масс нейтрино с помощью качельного механизма, для описания которого может использоваться такой тип аксионо-подобных частиц как майорон.

В данной главе рассмотрены нейтринные осцилляции в присутствии аксионо-подобных частиц. В первом разделе рассмотрен случай, когда аксионо-подобные частицы описываются постоянным классическим полем (данное описание подходит для случая, когда аксионо-подобные частицы образуют бозе-эйнштейновский конденсат [110]). Во втором разделе рассматриваются флейворные осцилляции нейтрино в присутствии майоронов. Соответствующие ограничения на взаимодействие аксионо-подобных частиц, нарушающих лептонную симметрию, с лептонами и нейтрино подробно рассмотрены в работе [111]. Показано, что майороны, описываемые классическим полем, в первом порядке теории возмущения не влияют на осцилляции нейтрино. Для исследования влияния майоронов на флейворные осцилляции следует использовать диаграммы второго порядка, описывающие рассеяние нейтрино на майороне. Более того, такой подход позволяет рассматривать майороны не только как классическое, но и как квантовое поле. Для наглядности полученных формул использован случай нейтрино двух флейворов ( $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ ). В работе применяется методика расчётов, аналогичная подходам, изложенным в [6, 112], где исследовалось распространение нейтрино во внешнем электромагнитном поле и в движущейся материи. Данная методика адаптирована к случаю распространения нейтрино в среде из аксионо-подобных частиц.

Влияние аксионо-подобных частиц (процесс распада  $\nu_i \rightarrow \nu_j + \text{майорон}$ ) на осцилляции рассматривалось в [23]. Также в данной работе изучалось влияние майоронов на осцилляции нейтрино в барионном веществе. В указанной работе влияние майоронов на флейворные осцилляции нейтрино не рассмат-

ривалось. Взаимодействие нейтрино с майронами изучалось исключительно в контексте аксиального тока, что позволило продемонстрировать эффект майронов на спиновые осцилляции. Этот результат неприменим к случаю среды из майронов высокой плотности. Осцилляции нейтрино в веществе аксионо-подобных частиц также были изучены в [26]. Здесь было использовано классическое поле, эффекты его квантовой природы не были приняты во внимание.

## 2.1 Осцилляции нейтрино в постоянном классическом поле аксионо-подобных частиц

Лагранжиан взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами выглядит [26]

$$\mathcal{L} = \frac{\partial_\mu a}{F} \bar{\nu}_i^{(f)} \gamma^\mu \left( \bar{g}_V^{ij} + \bar{g}_A^{ij} \gamma_5 \right) \nu_j^{(f)}, \quad (2.1)$$

где  $a$  описывает поле аксионо-подобных частиц,  $\nu_j^{(f)}$  – состояние нейтрино во флейворном базисе, константа  $\bar{g}_V^{ij}$  отвечает за векторное взаимодействие нейтрино с аксионо-подобными частицами,  $\bar{g}_A^{ij}$  – за аксиальное, а  $F$  является постоянной распада аксионо-подобных частиц.

Преобразование нейтрино к массовому базису происходит с помощью PMNS-матрицы смешивания

$$\nu^{(f)} = U \nu, \quad (2.2)$$

где  $\nu$  описывает массовые состояния нейтрино. Так как в данной главе рассматривается случай двухфлейворных нейтрино, матрица смешивания  $U$  имеет следующий вид

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

В массовом базисе нейтрино лагранжиан (2.1) можно преобразовать. Поскольку он формально содержится под знаком интеграла в выражении для действия, интегрирование по частям позволяет перенести производную с полей аксионо-подобных частиц на поля нейтрино. Учитывая предположение о том, что нейтрино представляет собой свободный фермион, его динамика подчиняется уравнению Дирака. В результате указанного преобразования операторы, содержащие гамма-матрицы и производные, заменяются членами, пропорциональными массе нейтрино

$$\mathcal{L} = i \frac{a}{F} \bar{\nu}_i (g_V^{ij} (m_i - m_j) + g_A^{ij} (m_i + m_j) \gamma_5) \nu_j, \quad (2.4)$$

где  $g_V^{ij}$  и  $g_A^{ij}$  соответствуют константам связям в массовом базисе нейтрино. Как видно из лагранжиана (2.4), вершина взаимодействия прямо пропорциональна массе нейтрино.

Из (2.4) выводится система уравнений Дирака для массовых состояний нейтрино  $\nu_i$

$$E_i \nu_i = (\gamma_0 \boldsymbol{\gamma} \mathbf{p}_i + m_i \gamma_0) \nu_i + i \frac{a}{F} \sum_j \left( g_V^{ij} (m_i - m_j) + g_A^{ij} (m_i + m_j) \gamma_5 \right) \nu_j, \quad (2.5)$$

где  $E_i$  описывает энергию массового состояния нейтрино  $\nu_i$ . Данная система имеет вид уравнения Шрёдингера

$$E \boldsymbol{\nu} = \hat{H} \boldsymbol{\nu}, \quad (2.6)$$

где  $E = \text{diag}(E_1, E_2)$ .

Для учёта влияния аксионо-подобных частиц на осцилляции нейтрино следует рассмотреть матричный элемент гамильтониана  $\hat{H}$

$$H_{ij} = \langle \nu_i | \hat{H} | \nu_j \rangle \quad (2.7)$$

Вектор состояния  $|\nu_i\rangle$  описывается следующим образом (здесь отрицательно-частотное слагаемое не учитывается)

$$|\nu_i\rangle = \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{p_i}}} \hat{a}_{\mathbf{p}i} u_i(\mathbf{p}) e^{-ipx}. \quad (2.8)$$

Подставляя (2.8) в (2.7), получаем

$$H_{ij} = E_i \delta_{ij} + i \frac{a}{F} (g_V^{ij} (m_i - m_j) \bar{u}(E_{p_i}, \vec{\mathbf{p}}) u(E_{p_j}, \vec{\mathbf{p}}) + g_A^{ij} (m_i + m_j) \bar{u}(E_{p_i}, \vec{\mathbf{p}}) \gamma_5 u(E_{p_j}, \vec{\mathbf{p}})). \quad (2.9)$$

Используя свойства плосковолнового решения  $u(E_{p_i}, \vec{\mathbf{p}})$

$$\bar{u}(E_{p_i}, \vec{\mathbf{p}}) u(E_{p_j}, \vec{\mathbf{p}}) = \frac{\sqrt{(E_i + m_i)(E_j + m_j)} - \sqrt{(E_i - m_i)(E_j - m_j)}}{2\sqrt{E_i E_j}}, \quad (2.10)$$

$$\bar{u}(E_{p_i}, \vec{\mathbf{p}}) \gamma_5 u(E_{p_j}, \vec{\mathbf{p}}) = \frac{\sqrt{(E_i - m_i)(E_j + m_j)} - \sqrt{(E_i + m_i)(E_j - m_j)}}{2\sqrt{E_i E_j}}. \quad (2.11)$$

и приближение ультрарелятивистского нейтрино, получаем

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_1 & -i \frac{ag\Delta}{2E_\nu F} \\ i \frac{ag\Delta}{2E_\nu F} & E_2 \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

где  $E_\nu$  – энергия нейтрино и  $\Delta$  – разность квадратов масс

$$\Delta = m_2^2 - m_1^2. \quad (2.13)$$

Для удобства введено следующее обозначение

$$g = g_V^{12} - g_A^{12}. \quad (2.14)$$

Во флейворном базисе гамильтониан (2.12) становится

$$\hat{H}^{(f)} = \frac{\Delta}{4E_\nu} \left( \sin 2\theta \sigma_1 + \frac{2ag}{F} \sigma_2 - \cos 2\theta \sigma_3 \right), \quad (2.15)$$

где  $\sigma_i$  –  $i$ -я матрица Паули.

Отсюда можно получить формулы вероятности флейворных переходов

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(x) = \sin^2 \left( \frac{\pi x}{L_{eff}} \right) \sin^2 2\theta_{eff}, \quad (2.16)$$

где эффективный угол смешивания  $\theta_{eff}$  и  $L_{eff}$  выражаются через эффективную разность масс и эффективную энергию нейтрино

$$\sin^2 2\theta_{eff} = \frac{E_{eff}^2}{E_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2}, \quad (2.17)$$

$$L_{eff} = \frac{\pi}{\sqrt{E_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2}}. \quad (2.18)$$

Эффективные разность квадрата масс  $\Delta_{eff}$  и энергия нейтрино  $E_{eff}$  имеют следующий вид

$$E_{eff} = \frac{\Delta}{4E_\nu} \sqrt{\sin^2 2\theta + \frac{4a^2 g^2}{F^2}}, \quad (2.19)$$

$$\Delta_{eff} = \frac{\Delta}{4E_\nu} \cos 2\theta. \quad (2.20)$$

Подстановка (2.19) в (2.17) даёт окончательный ответ

$$\sin 2\theta_{eff} = \sqrt{\frac{\sin^2 2\theta + \frac{4a^2 g^2}{F^2}}{1 + \frac{4a^2 g^2}{F^2}}}, \quad (2.21)$$

$$L_{eff} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta \sqrt{1 + \frac{4a^2 g^2}{F^2}}}. \quad (2.22)$$

Таким образом видно, что вклад постоянного классического поля аксионо-подобных частиц в случае двухфлейворного нейтрино зависит от недиагональной константы взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами в массовом базисе нейтрино.

## 2.2 Осцилляции нейтрино в среде из майоронов

Поле майорона вводится методом, подобным механизму Хиггса. В данной диссертации используется случай синглетного майорона, описанного в [106, 107, 108]. Как уже было сказано в Главе 1, майороны вводятся в качельном механизме и участвуют в генерации масс нейтрино с помощью спонтанного нарушения лептонной симметрии  $U(1)_L$  или симметрии  $U(1)_{B-L}$ .

Майорановские нейтрино в массовом базисе  $n = n_R + n_R^c$  имеют следующий вид

$$n_R = V^\dagger (\nu_L^c, N_R), \quad (2.23)$$

где  $N_R$  описывает тяжёлые нейтрино. Взаимодействие нейтрино с майороном можно описать следующим лагранжианом

$$\mathcal{L}_J = -i \frac{J}{F} \bar{n}_i \left( g_V^{ij} (m_i - m_j) + \gamma_5 g_A^{ij} (m_i + m_j) \right) n_j, \quad (2.24)$$

где константы  $g_V^{ij}$  и  $g_A^{ij}$  выражаются следующим образом

$$g_V^{ij} = \frac{1}{2} \text{Im} C_{ij}, \quad (2.25)$$

$$g_A^{ij} = \frac{i}{2} \left( \frac{1}{2} \delta_{ij} - \text{Re} C_{ij} \right), \quad (2.26)$$

а элементы матрицы  $C$  имеют следующий вид

$$C_{ij} = \sum_k^N V_{ki} V_{kj}^*. \quad (2.27)$$

Для легких нейтрино лагранжиан взаимодействия будет иметь следующий вид

$$\mathcal{L}_J \sim J m_i \bar{\nu}_i \gamma_5 \nu_i. \quad (2.28)$$

Таким образом, видно, что в массовом базисе нейтрино лагранжиан взаимодействия имеет диагональный вид. Таким образом, вклад классического поля майоронов в нейтринные осцилляции в первом порядке теории возмущения будет нулевым. Для рассмотрения влияния майоронов на нейтринные осцилляции следует построить эффективный лагранжиан, который получается из рассмотрения диаграмм Фейнмана второго порядка, описывающие процесс рассеяния нейтрино на майоронах. Более того, такой подход позволяет рассматривать

майороны не только как классическое, но и как квантовое поле. Используем следующую запись

$$\begin{aligned} g_{V_m}^{ij} &= g_V^{ij}(m_i - m_j), \\ g_{A_m}^{ij} &= g_A^{ij}(m_i + m_j). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Вклад в рассеяние нейтрино на майоронах в случае, когда в данном процессе в качестве пропагатора используется тяжёлое нейтрино, изображён на Рис. 2.1. Вклад диаграммы, в качестве виртуальной частицы которой берётся лёг-

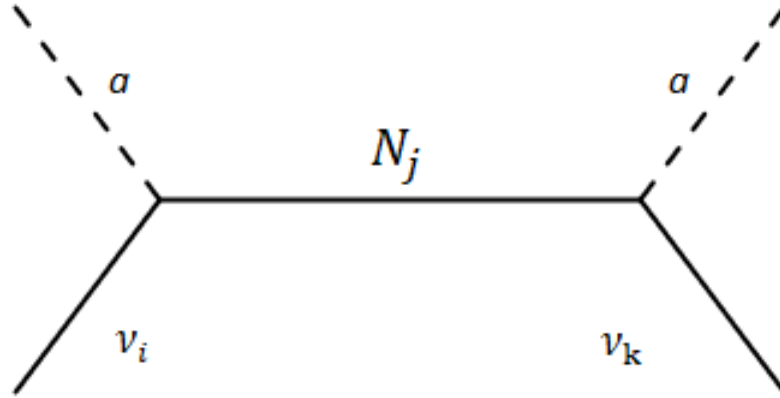


Рисунок 2.1 — Диаграмма Фейнмана для эффективного рассеяния нейтрино на майороне.

кое нейтрино, будет нулевым. Действительно, данная диаграмма записывается в следующем виде

$$J^2 \bar{\nu}_i \frac{(p_J + p_i)_\mu \gamma^\mu + m}{(p_J + p_i)^2 - m^2 - i0} \nu_i, \quad (2.30)$$

где  $p_i$  описывает импульс нейтрино  $\nu_i$ , а  $p_J$  — импульс майорона. Так как мы рассматриваем упругое рассеяние, импульс нейтрино не меняется. Более того, в случае, когда майорон используется в качестве кандидата на роль тёмной материи, скорость майорона будет порядка  $10^{-3}c$  [26]. Таким образом, импульсом майорона относительно релятивистского нейтрино можно пренебречь, засчёт чего вклад диаграммы зануляется, так как пропагатор становится пропорциональным уравнению Дирака в импульсном представлении для нейтрино  $i$ , которое действует на  $\nu_i$ .

Благодаря тому, что тяжёлое нейтрино имеет массу порядка  $10^2$  ГэВ, пропагатор можно упростить

$$S_{c_j} = \frac{1}{k^\mu \gamma_\mu - M_j} \rightarrow -\frac{1}{M_j}, \quad (2.31)$$

где  $M_j$  - массы тяжелых нейтрино. В этом приближении эффективная константа связи имеет следующий вид

$$G^{ik} = \sum_j \frac{g_V^{ij} g_V^{jk} (m_i - M_j)(M_j - m_k) + g_A^{ij} g_A^{jk} (m_i + M_j)(M_j + m_k)}{F^2 M_j}. \quad (2.32)$$

Следовательно, эффективный лагранжиан взаимодействия после усреднения по фону майорона равен

$$\mathcal{L}_{\langle J \rangle} = \frac{\rho_J}{m_J^2} G^{ik} \bar{\nu}_i \nu_k, \quad (2.33)$$

где  $\rho_J$  описывает энергетическую плотность майоронов, а  $m_J$  - массу майоронов, и связаны они с усреднённым полем майоронов следующим образом

$$\frac{\rho_J}{m_J^2} = \langle J^2 \rangle. \quad (2.34)$$

Чтобы рассчитать явный вид (2.32), следует использовать матрицу  $C$ . Её можно получить из унитарной матрицы смешивания  $V$ . Исходя из ограничений, налагаемых качельным механизмом, её можно записать в блочном виде

$$V = \begin{pmatrix} U^* & -iU\sqrt{d_l}R^\dagger\sqrt{d_h^{-1}} \\ -i\sqrt{d_h^{-1}}R\sqrt{d_l} & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.35)$$

где  $d_l = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ ,  $d_h = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$  и  $R = (R^T)^{-1}$  - это комплексная ортогональная матрица, описывающая смешивание между лёгкими и тяжёлыми нейтрино. Это позволяет записать матрицу  $C$  в следующем виде

$$C = \begin{pmatrix} 1 & i\sqrt{d_l}R^T\sqrt{d_h^{-1}} \\ -i\sqrt{d_h^{-1}}R^*\sqrt{d_l} & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

Подстановка (2.36) в (2.25) дает

$$g_V^{ij} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i}{M_j}} \text{Re} R_{ij}^T, \quad (2.37)$$

$$g_A^{ij} = \frac{i}{2} \sqrt{\frac{m_i}{M_j}} \text{Im} R_{ij}^T, \quad (2.38)$$

$$g_V^{ji} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i}{M_j}} \text{Re} R_{ji}, \quad (2.39)$$

$$g_A^{ji} = \frac{i}{2} \sqrt{\frac{m_i}{M_j}} \text{Im} R_{ji}. \quad (2.40)$$

Подставив (2.37) в (2.32), для случая  $m \ll M$  получим

$$G^{ik} = \frac{\sqrt{m_i m_k}}{4F^2} \sum_j (\text{Re}R_{ji}\text{Re}R_{jk} - \text{Im}R_{ji}\text{Im}R_{jk}). \quad (2.41)$$

Матрица  $R$  является ортогональной,  $R^T R = 1$ , и таким образом из (2.41) получаем следующую эффективную константу связи

$$G^{ik} = \frac{m_i}{4F^2} \delta_{ik}. \quad (2.42)$$

Это делает лагранжиан взаимодействия диагональным. Таким образом, эффективный лагранжиан редуцируется до состояния

$$\mathcal{L}_{\langle J \rangle} = \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2} m_i \bar{\nu}_i \nu_i. \quad (2.43)$$

Это позволяет записать уравнение эволюции нейтрино в следующем виде

$$\left( \gamma_\mu p^\mu - m_i - \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2} m_i \right) \nu_i(p) = 0. \quad (2.44)$$

Отсюда видно, что взаимодействие с майоронами "сдвигает" разность квадрата масс

$$\Delta_{eff} = \Delta \left( 1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_a^2} \right). \quad (2.45)$$

Таким образом, случае двухфлейворных нейтрино вероятность перехода имеет следующий вид

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(x) = \sin^2 \left( \frac{\pi x}{L_{eff}} \right) \sin^2 2\theta, \quad (2.46)$$

где

$$L_{eff} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta \left( 1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2} \right)}. \quad (2.47)$$

Таким образом, видно, что среда из майоронов не влияет на угол смешивания, но изменяет длину осцилляций.

### 2.3 Численные оценки

Постоянное классическое поле аксионо-подобных частиц можно записать в следующем виде

$$a \sim \frac{\sqrt{2\rho_a}}{m_a} \quad (2.48)$$

В сценарии, где аксионо-подобные частицы составляют темную материю, плотность полагается равной  $0.3 \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-3}$ . Для случая сверхлёгкой темной материи массу аксионо-подобных частиц в литературе [113, 114] рассматривают в диапазоне  $10^{-22} \text{ эВ} \leq m_a \leq 10^{-13} \text{ эВ}$ .

Вероятность перехода из электронного нейтрино в мюонное при массе аксионо-подобной частицы  $10^{-20} \text{ эВ}$ , а также график вероятности перехода в случае вакуумных осцилляций показаны на Рис. 2.2

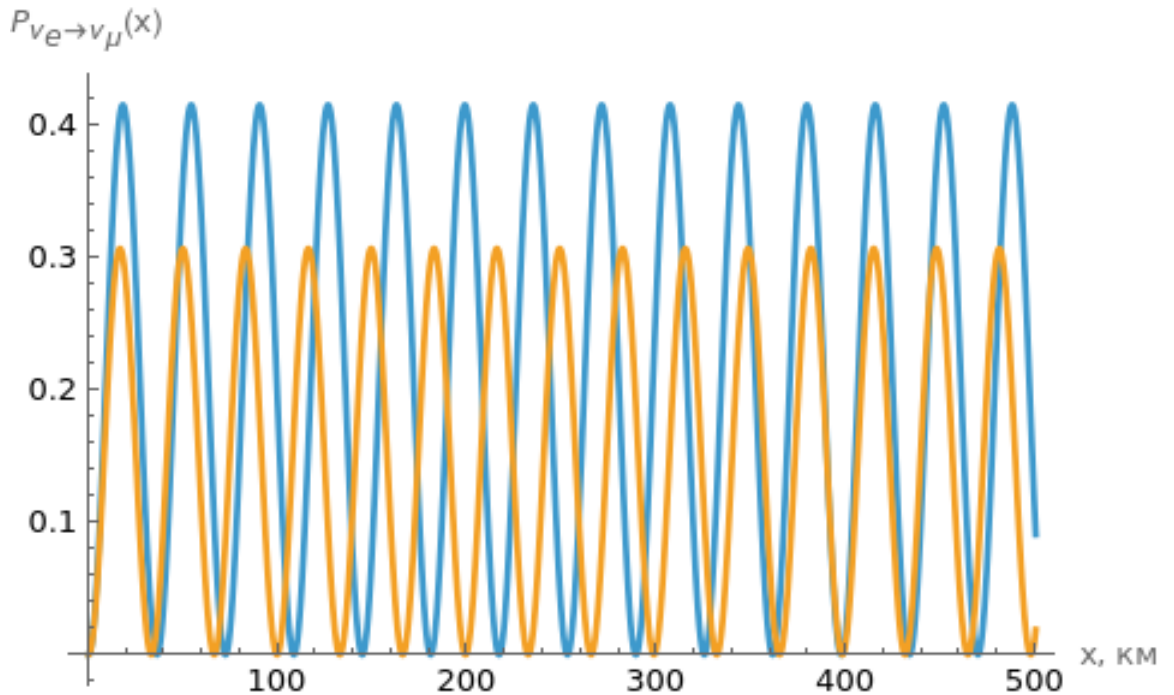


Рисунок 2.2 — Вероятность перехода из электронного нейтрино в мюонное при массе аксионо-подобной частицы  $10^{-20} \text{ эВ}$  (синий), сравнение с вакуумными осцилляциями (оранжевый). Энергия нейтрино  $E_\nu = 1 \text{ МэВ}$

При увеличении плотности и/или уменьшении массы аксионо-подобных частиц возрастает амплитуда вероятности флейворного перехода (Рис. 2.3)

Видно, что при достижении данного отношения значения  $\sim 40$  амплитуда вероятности осцилляций стремится к 1.

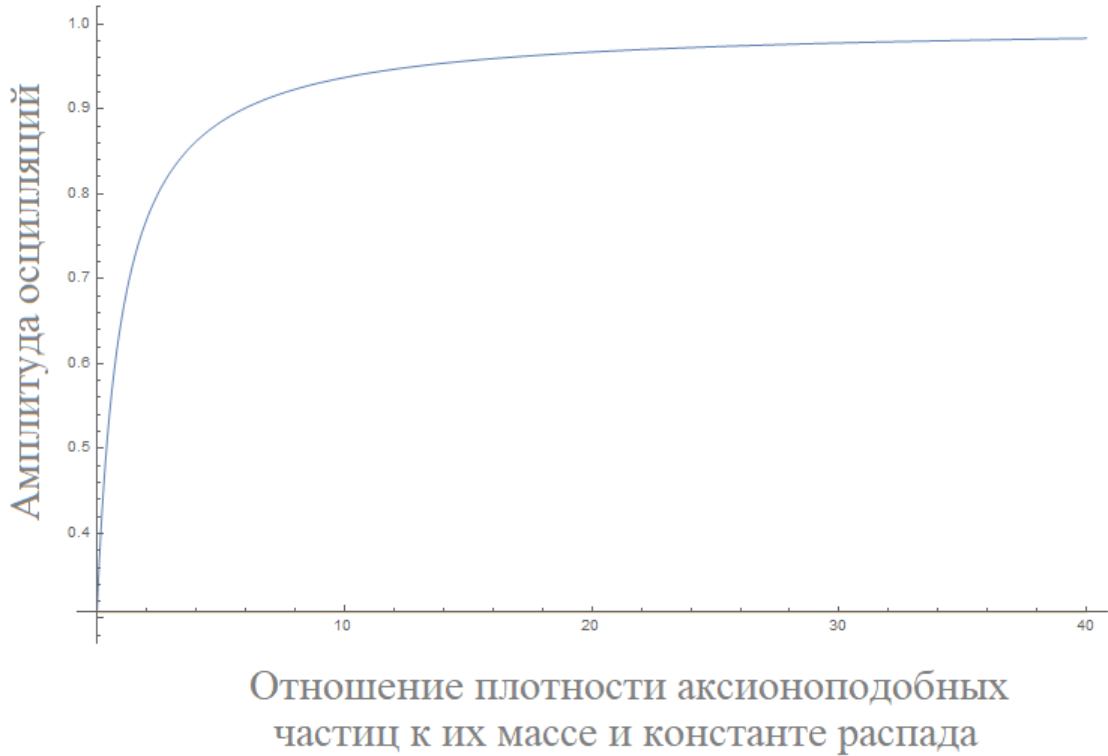


Рисунок 2.3 — Зависимость амплитуды осцилляций от отношения плотности аксионо-подобных частиц к квадрату их массы и константы распада

Для численного расчёта влияния майоронов на осцилляции нейтрино воспользуемся следующим выражением для плотности [109]

$$\rho_J = \frac{1}{2} v_\Sigma^2 m_J^2, \quad (2.49)$$

где  $v_\Sigma$  описывает вакуумное среднее значение комплексного поля  $\Sigma$ . В случае, когда майорон описывает тёмную материю, можно взять вакуумное среднее равным  $10^6$  ГэВ, а массу майорона – 1 эВ. Эти значения используются для исследования сигнала нейтрино, рождённого из предполагаемого распада майорона, в эксперименте PTOLEMY [109]. При таких значениях длина осцилляций  $L_{eff} \approx 30.9$  км. На Рис. 2.4 показана зависимость вероятности флейворных осцилляций нейтрино  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  в среде майоронов (синяя линия) и соответствующей вероятности осцилляций в вакууме (красная линия) от расстояния  $x$  от источника.

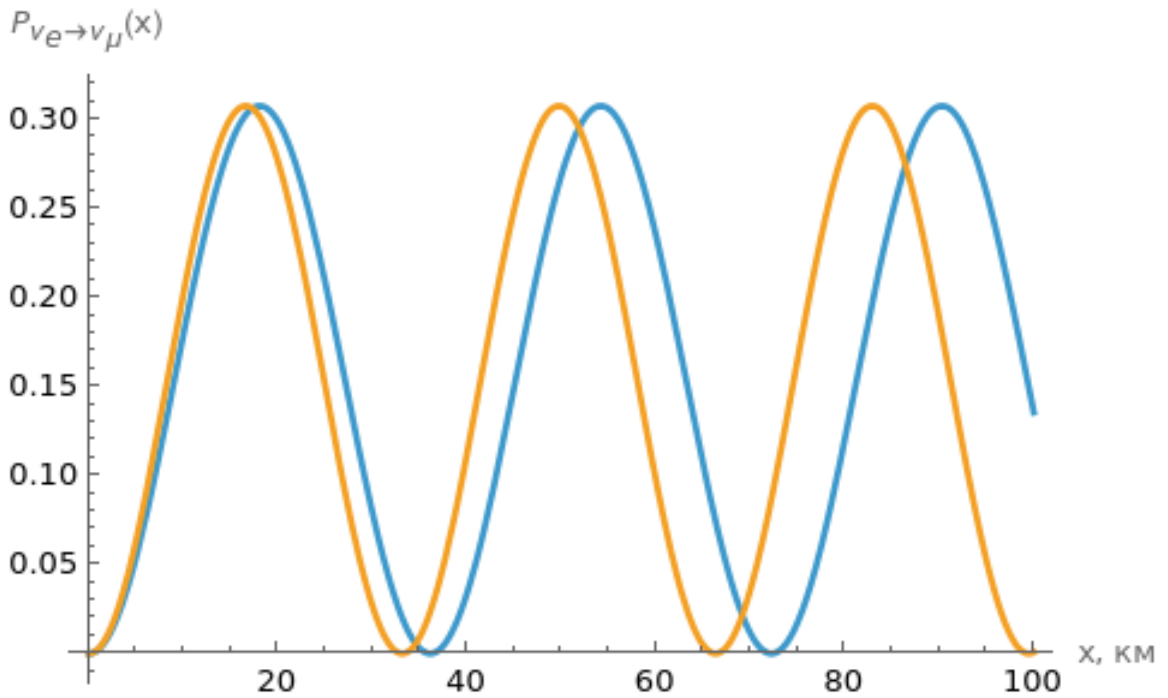


Рисунок 2.4 — Вероятность флейворных осцилляций нейтрино в плотной среде майоронов для энергии нейтрино 1 МэВ в зависимости от расстояния от источника  $x$  (оранжевый), сравнение с вакуумными осцилляциями (синий). Вакуумное среднее майоронов  $\nu_\Sigma = 10^6$  ГэВ, масса майорона  $m_J = 1$  эВ

## 2.4 Выводы

В данной главе было рассмотрено влияние классического поля аксионоподобных частиц на флейворные осцилляции нейтрино, а также флейворные осцилляции нейтрино в среде майоронов. Получены аналитические выражения для вероятности флейворных переходов  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  для случая двух флейворов, а также был сделан численный расчёт.

Показано, что при высоких плотностях и/или малых массах аксионоподобных частиц классическое поле индуцирует резонансные осцилляции. Исходя из полученных формул для вероятностей переходов выявлено, что классические поля майоронов в первом порядке теории возмущения не влияют на флейворные осцилляции нейтрино. При рассмотрении процессов рассеяния нейтрино на майороне показано, что майороны не меняют угол смешивания, а лишь изменяют длину осцилляций. Более того, было получено, что эффективный лагранжиан взаимодействия нейтрино и майоронов в нейтринном массовом базисе диагонален и "сдвигает" массу нейтрино.

### Глава 3. Влияние майоронов на осцилляции нейтрино в присутствии магнитного поля и вещества

Вопрос о том, являются ли нейтрино дираковскими или майорановскими частицами, остаётся открытым. В случае майорановской природы нейтрино проблема генерации их массы может быть решена посредством качельного механизма. Среди различных способов реализации механизма качелей выделяется подход, основанный на распаде тяжёлого нейтрино на лёгкое нейтрино и аксионо-подобную частицу (майорон). Данный подход позволяет обеспечить требуемое соотношение масс тяжёлого и лёгкого нейтрино. Качельный механизм с участием майорона описан, в частности, в работе [109].

Майороны могут рождаться в ядре сверхновой в процессе слияния нейтрино ( $\nu + \nu \rightarrow J$ ) [115] и участвовать в охлаждении сверхновой. Более того, благодаря своей бозонной природе майороны могут образовывать гипотетические астрофизические объекты, такие как бозонные звезды.

В данной главе рассмотрены влияние майоронов на осцилляции майорановских нейтрино в присутствии магнитного поля и вещества. Результаты, полученные в данной главе, описаны в [39, 116] и являются продолжением цикла работ по исследованию нейтринных осцилляций в астрофизических условиях, начатого в [117, 118]. В указанных работах анализировались спин-флейворные осцилляции нейтрино в постоянном магнитном поле. В этих исследованиях для вывода выражений вероятности нейтринных переходов использовался метод точных решений.

Данный подход отличается от методологии предшествующих работ, посвящённых изучению влияния магнитного поля на нейтринные осцилляции (например, такие работы как, [119, 120, 121, 122], где спиновые и спин-флейворные осцилляции обсуждались в контексте решения проблемы солнечных нейтрино, или [123, 124, 125], где говорилось о возможности резонансного усиления осцилляций в присутствии магнитного поля и вещества). В них использовалось следующее уравнение эволюции

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{aa} & H_{ab} \\ H_{ba} & H_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_b \end{pmatrix}.$$

Здесь состояния  $\nu_a$  и  $\nu_b$  отвечают одному из возможных состояний  $\{\nu_e^L, \nu_e^R, \nu_\mu^L, \nu_\mu^R\}$ . В указанных исследованиях анализировались только пар-

ные переходы между двумя возможными состояниями нейтрино, тогда как остальные состояния не учитывались. Однако для полного описания эволюции нейтрино с двумя флейворами и двумя спиновыми состояниями необходимо использовать эффективный гамильтониан размером  $4 \times 4$  или  $6 \times 6$  в случае трёх поколений нейтрино. Подобные уравнения были решены в работах [42, 118, 126, 127, 128, 129], где продемонстрировано, что учёт всех четырёх состояний существенно меняет картину осцилляций. В исследованиях [39, 41, 43, 117, 118] впервые были выведены явные аналитические формулы для вероятностей флейворных и спиновых осцилляций дираковских нейтрино в магнитном поле с учётом всех возможных переходов между тремя флейворами и двумя спиновыми состояниями. Было доказано, что амплитуда вероятности флейворных осцилляций в магнитном поле модулируется магнитной частотой  $\omega_B = \mu B_\perp$ , амплитуда спиновых и спин-флейворных осцилляций модулируются частотой флейворных осцилляций  $\omega_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2p}$ , а вероятности спин-флейворных осцилляций остаются ненулевыми даже в том случае, когда все диагональные магнитные моменты нейтрино равны друг другу. В последующих работах [37, 130] исследованы спиновые и спин-флейворные осцилляции нейтрино в присутствии магнитного поля и вещества на случай майорановских нейтрино, где было рассмотрено влияние CP-нарушающих фаз на вероятности перехода. Было показано, что для майорановских нейтрино в условиях сильных магнитных полей и плотного вещества ненулевые CP-нарушающие фазы способны вызывать дополнительные резонансные эффекты. В частности показано, что в данном канале возникает резонансное усиление осцилляций в присутствии ненулевых дираковской и майорановских фаз при доле электронов  $Y_e = 1/2$ , характерной для сверхновых.

В первом разделе данной главы показано, как майорановские нейтрино взаимодействуют с магнитным полем и веществом. Во втором разделе приведен вывод формул, описывающих вероятности спин-флейворных осцилляций в присутствии магнитного поля, вещества, а также среды из майоранов. В третьем разделе рассмотрены частные случаи двух-флейворных осцилляций, для которых возможен аналитический расчёт и в которых отсутствуют либо магнитное поле, либо вещество, а также рассмотрен частный случай аналитического выражения для вероятности перехода  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$  в присутствии магнитного поля, вещества, а также майоранов. Наконец, в четвёртом разделе приведен числен-

ный расчёт выражений для вероятностей осцилляций нейтрино в присутствии майоронов, магнитного поля, а также вещества.

### 3.1 Взаимодействие майорановских нейтрино с веществом и магнитным полем

Взаимодействие майорановского нейтрино с магнитным полем  $\mathbf{B}$  описывается (см. [37, 131]) следующим лагранжианом

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mag} = & - \sum_{ik} \mu_{ik} \left[ \overline{(\nu_i^L)^c} \Sigma \mathbf{B} \nu_k^L + \overline{\nu_i^L} \Sigma \mathbf{B} (\nu_k^L)^c \right] = \\ & - \sum_{\alpha\beta} \left[ \mu_{\alpha\beta}^{(f)} \overline{(\nu_\alpha^L)^c} \Sigma \mathbf{B} \nu_\beta^L - (\mu_{\alpha\beta}^{(f)})^\dagger \overline{\nu_\alpha^L} \Sigma \mathbf{B} (\nu_\beta^L)^c \right], \end{aligned} \quad (3.1)$$

где  $\mu$  и  $\mu^{(f)}$  - матрица магнитных моментов нейтрино в базисе массовых состояний и в базисе флейворных состояний соответственно. Стоит отметить, что в [37, 131] эрмитово сопряжение в последнем члене уравнения (3.1) отсутствует из-за опечатки, но присутствует в формулах, используемых для фактических численных расчетов вероятностей колебаний.

Из-за СРТ-инвариантности и эрмитовости лагранжиана взаимодействия матрица магнитных моментов майорановских нейтрино в базисе состояний массивных нейтрино является антисимметричной и мнимой, вследствие чего может быть параметризована следующим образом [6]

$$\mu = \begin{pmatrix} 0 & i|\mu_{12}| & i|\mu_{13}| \\ -i|\mu_{12}| & 0 & i|\mu_{23}| \\ -i|\mu_{13}| & -i|\mu_{23}| & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Переход к флейворному базису в случае майорановских нейтрино осуществляется с помощью следующего преобразования

$$\mu^{(f)} = U \mu U^T, \quad (3.3)$$

где  $U$  - матрица смешения нейтрино. Для случая майорановских нейтрино матрица смешивания  $U$  задается формулой

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

и содержит три фазы, нарушающие CP-инвариантность: CP-нарушающую фазу Дирака  $\delta$ , и CP-нарушающие фазы Майораны  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

Важно отметить, что преобразование (3.3) отличается от преобразования для случая дираковских нейтрино, которое задается как  $\mu^{(f)} = U\mu U^\dagger$ . Это связано со слагаемыми  $\overline{(\nu_\alpha^L)^c} = (\nu_\alpha^L)^T C$  в лагранжиане (3.1), которые содержат матричное транспонирование  $U^T$ , а не эрмитово сопряжение  $U^\dagger$ . Это различие приводит к новым эффектам в осцилляциях нейтрино в магнитном поле, когда в матрице смешивания присутствуют фазы, нарушающие CP-инвариантность [37, 130]. Ниже эти эффекты также будут рассмотрены при учете взаимодействия нейтрино с майоронами.

Взаимодействие майорановских нейтрино с веществом описывается лагранжианом

$$\mathcal{L}_{mat} = \sum_{\alpha} \frac{V_{\alpha}^{(f)}}{2} \left[ \overline{\nu_{\alpha}^L} \gamma_0 \nu_{\alpha}^L - \overline{(\nu_{\alpha}^L)^c} \gamma_0 (\nu_{\alpha}^L)^c \right], \quad (3.5)$$

где

$$V^{(f)} = \text{diag} \left( \frac{G_F n_e}{\sqrt{2}} - \frac{G_F n_n}{2\sqrt{2}}, -\frac{G_F n_n}{2\sqrt{2}}, -\frac{G_F n_n}{2\sqrt{2}} \right) \quad (3.6)$$

описывает потенциал Вольфенштейна, который отвечает за взаимодействие нейтрино с электрически нейтральной неподвижной материей, состоящей из электронов, протонов и нейтронов. В отличие от случая дираковских нейтрино, правосторонние поля  $\nu_{\alpha}^R = (\nu_{\alpha}^L)^c$  не являются стерильными, поскольку в майорановском случае они соответствуют антинейтрино.

### 3.2 Уравнение эволюции нейтрино

Как было показано в Главе 2, эффективное взаимодействие нейтрино с майоронами можно описать следующим лагранжианом

$$\mathcal{L}_{\langle J \rangle} = \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2} m_i \bar{\nu}_i \nu_i, \quad (3.7)$$

где  $\rho$  описывает плотность майоронов, а  $m_J$  – их массу. Как будет показано ниже, эффективное взаимодействие с майоронами "сдвигает" массу нейтрино.

Используя (3.7), (3.1) и (3.5), можно получить следующую систему уравнений эволюции для нейтрино, взаимодействующих с майороном и магнитными полями, а также веществом

$$\left( \gamma_{\mu} p^{\mu} - m_i - \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2} m_i - V_{ii}^{(m)} \gamma_0 \gamma_5 \right) \mathbf{v}_i(p) - \sum_{k \neq i} \left( -\mu_{ik} \Sigma \mathbf{B} + V_{ik}^{(m)} \gamma_0 \gamma_5 \right) \mathbf{v}_k(p) = 0, \quad (3.8)$$

где  $V^{(m)} = U^{\dagger} V^{(f)} U$  - потенциал вещества в массовом базисе, а  $p^{\mu}$  - 4-импульс нейтрино. Поскольку потенциал вещества во флейворном базисе  $V^{(f)}$  является диагональным, из (3.4) следует, что  $V^{(m)}$  не зависит от майорановских фаз, нарушающих CP-инвариантность.

Уравнения эволюции (3.8) можно переписать в гамильтоновой форме

$$i \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}(p) = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & H_{13} \\ H_{21} & H_{22} & H_{23} \\ H_{31} & H_{32} & H_{33} \end{pmatrix} \mathbf{v}(p), \quad (3.9)$$

где  $\mathbf{v} = (\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3)^T$  и

$$H_{ik} = \delta_{ik} \gamma_0 \boldsymbol{\gamma} \mathbf{p} + \left( 1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2} \right) m_i \delta_{ik} \gamma_0 + \mu_{ik} \gamma_0 \Sigma \mathbf{B} + V_{ik}^{(m)} \gamma_5. \quad (3.10)$$

Используя (3.9), можно получить выражение для вероятности нейтринных спин-флейворных осцилляций. Применяя подход, разработанный в [37, 39], можно получить вероятности спин-флейворных осцилляций нейтрино

$$P(\mathbf{v}_{\alpha}^s \rightarrow \mathbf{v}_{\beta}^{s'}; x) = \left| \sum_n \sum_{i,k} U_{\beta k}^{s'} U_{\alpha i}^s C_{nki}^{ss'} e^{-iE_n x} \right|^2, \quad (3.11)$$

где  $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$  - флейворы нейтрино,  $E_n$  - собственные значения гамильтониана (3.9) и  $U^s$  - матрицы смешивания для левостороннего ( $s = L$ ) и правостороннего ( $s = R$ ) нейтрино. В рассматриваемом случае майорановских нейтрино  $\mathbf{v}_i^R = (\mathbf{v}_i^L)^c$ , а затем  $U^L = U$ ,  $U^R = U^*$ .

Коэффициент  $C_{nki}^{ss'}$  имеет следующий вид

$$C_{nki}^{ss'} = \langle \Psi_k^{s'}(0) | P_n | \Psi_i^s(0) \rangle, \quad (3.12)$$

где  $P_n = |n\rangle \langle n|$  - проекционные операторы,  $|n\rangle$  - собственные векторы гамильтониана (3.9), а  $\Psi_i^s(0)$  - волновые функции начального массового состояния нейтрино  $i$  со спиральностью  $s$ .

Волновые функции, описывающие начальные массовые состояния нейтрино с определённой спиральностью, имеют следующий вид

$$\begin{aligned}
|\psi_1^L\rangle &= \begin{pmatrix} |L\rangle \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, & |\psi_1^R\rangle &= \begin{pmatrix} |R\rangle \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \\
|\psi_2^L\rangle &= \begin{pmatrix} 0 \\ |L\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, & |\psi_2^R\rangle &= \begin{pmatrix} 0 \\ |R\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \\
|\psi_3^L\rangle &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ |L\rangle \end{pmatrix}, & |\psi_3^R\rangle &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ |R\rangle \end{pmatrix},
\end{aligned} \tag{3.13}$$

где  $|L\rangle$  и  $|R\rangle$  являются собственными векторами оператора спиральности  $\Sigma \mathbf{p}/p$ .

В случае, когда нейтрино рождаются в сверхновых, для них применимо приближение ультрарелятивистского нейтрино, в котором вектора  $|L\rangle$  и  $|R\rangle$  имеют следующий вид

$$|L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad |R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{3.14}$$

Таким образом, выражения для вероятностей спин-флейворных осцилляций имеют следующий вид

$$\begin{aligned}
P(\mathbf{v}_\alpha^s \rightarrow \mathbf{v}_\beta^{s'}; x) &= \delta_{\alpha\beta} \delta_{ss'} - 4 \sum_{n>m} \text{Re}(A_{\alpha\beta nm}^{ss'}) \sin^2 \left( \frac{\pi x}{L_{nm}^{osc}} \right) + \\
&+ 2 \sum_{n>m} \text{Im}(A_{\alpha\beta nm}^{ss'}) \sin \left( \frac{2\pi x}{L_{nm}^{osc}} \right),
\end{aligned} \tag{3.15}$$

где

$$A_{\alpha\beta nm}^{ss'} = \sum_{i,j,k,l} (U_{\beta k}^{s'})^* U_{\alpha i}^s (U_{\beta l}^{s'})^* U_{\alpha j}^s (C_{nki}^{ss'})^* C_{mlj}^{ss'} \tag{3.16}$$

и

$$L_{nm}^{osc} = 2\pi/(E_n - E_m). \tag{3.17}$$

Поскольку аналитическое вычисление  $C_{nki}^{ss'}$  в общем виде затруднительно, для выявления эффектов, обусловленных взаимодействием со средой из майорон в спин-флейворных осцилляциях, далее анализируются три частных случая, допускающих аналитическое решение.

### 3.3 Аналитические результаты

Рассмотрим нейтринные осцилляции в присутствии электромагнитного и майоронского полей в приближении двух флейворов. Можно показать, что в случае с двумя флейворами матрица смешивания майорановских нейтрино содержит одну майорановскую фазу, нарушающую CP-инвариантность (см., например, [132]). Матрица смешивания может быть записана в виде

$$U_{2f}^M = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.18)$$

где  $\alpha$  описывает CP-нарушающую фазу.

В этом случае вероятности нейтринных осцилляций задаются выражениями

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; x) = \frac{\omega_J^2}{\omega_J^2 + \omega_B^2} \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \sqrt{\omega_B^2 + \omega_J^2} x \right), \quad (3.19)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu; x) = \frac{\omega_B^2}{\omega_J^2 + \omega_B^2} \sin^2 \left( \sqrt{\omega_B^2 + \omega_J^2} x \right), \quad (3.20)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e; x) = 0, \quad (3.21)$$

где  $\omega_B$  и  $\omega_J$  описывают магнитную и майорановскую частоту соответственно

$$\omega_J = \left( 1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2} \right) \frac{\Delta m^2}{4E_\nu}, \quad (3.22)$$

$$\omega_B = \mu B_\perp \cos \alpha, \quad (3.23)$$

где  $\Delta m^2$  является разностью квадратов масс,  $\mu = \mu_{12} = \mu_{21}$  – переходный (недиагональный) магнитный момент,  $E_\nu$  – энергия нейтрино.

При превышении определенного порогового значения энергии  $E_{thr}$  магнитная частота  $\omega_B$  в (3.19), (3.20) и (3.21) больше, чем майорановская частота  $\omega_J$ , и флейворный переход от  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  становятся подавленными. Чем выше плотность майоронов, тем больше эта пороговая энергия.

В случае отсутствия взаимодействия с майоронами и CP-нарушения ( $\alpha = 0$ ), уравнения (3.19) и (3.20) аналогичны выражениям для вероятностей осцилляций, полученным в [129].

Другой аналитически разрешимый случай описывает нейтринные осцилляции в присутствии однородного вещества и среды из майоронов

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; x) = \sin^2(\omega_{mat} x) \sin^2 2\tilde{\theta}, \quad (3.24)$$

где  $\omega_{mat}$  описывает частоту осцилляций, связанную с веществом

$$\omega_{mat} = \sqrt{\omega_J^2 \sin^2 2\theta + \left(\omega_J \cos 2\theta - \frac{G_F}{\sqrt{2}} n_e\right)^2}, \quad (3.25)$$

и  $\tilde{\theta}$  – эффективный угол смешивания

$$\sin^2 2\tilde{\theta} = \frac{\omega_J^2 \sin^2 2\theta}{\left(\omega_J \cos 2\theta - \frac{G_F}{\sqrt{2}} n_e\right)^2 + \omega_J^2 \sin^2 2\theta}. \quad (3.26)$$

Резонансная плотность для фиксированной энергии нейтрино с учётом взаимодействия со средой из майоронов равна

$$G_F n_e^{res} = \frac{\sqrt{2} \Delta m^2 \cos 2\theta}{E_\nu} \left(1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2}\right). \quad (3.27)$$

Таким образом, в присутствии майоронов резонансная плотность модифицируется и принимает вид, отличающийся от случая вакуумных осцилляций множителем  $\left(1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2}\right)$ . Ширина резонанса, определяемая выражением  $\Gamma = \omega_J \sin 2\theta$ , также приобретает дополнительный фактор  $\left(1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2}\right)$  по сравнению с вакуумным случаем.

Наконец, рассмотрим резонансное спин-флейворный переход  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$  майорановских нейтрино в магнитном поле, среде из майоронов и веществе, учитывающее только переходы между  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu$ . Вероятность осцилляций равна

$$P(\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu; x) = \sin^2 2\bar{\theta} \sin^2 \bar{\omega} x, \quad (3.28)$$

где эффективный угол смешивания даётся следующим выражением

$$\sin^2 2\bar{\theta} = \frac{\omega_B^2}{\omega_B^2 + \left[\sqrt{2} G_F n_B (Y_e - 1/2) - \omega_J/2\right]^2}, \quad (3.29)$$

и частота осцилляций

$$\bar{\omega} = \sqrt{(\omega_B)^2 + \left[\sqrt{2} G_F n_B (Y_e - 1/2) - \omega_J/2\right]^2}. \quad (3.30)$$

Здесь  $n_B = n_p + n_n$  – численная плотность барионов,  $n_n$  и  $n_p$  – численные плотности нейтронов и протонов соответственно, а  $Y_e = n_e/n_B$  – доля электронов. Предполагая, что рассматриваемая среда внутри сверхновой электрически нейтральна, мы можем записать  $n_e = n_p$ .

В случае отсутствия взаимодействия с майороновскими полями и майорановской CP-нарушающей фазой  $\alpha$ , выражение (3.28) аналогично выражениям для резонансного преобразования из [124, 125].

Как следует из (3.29), нейтрино подвергаются резонансному переходу  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ , когда резонансное условие

$$Y_e^{res} = \frac{1}{2} + \frac{\Delta m^2 \left(1 + \frac{\rho_J}{4F^2 m_J^2}\right)}{4\sqrt{2}G_F n_B E_\nu} \quad (3.31)$$

выполнено. В отсутствие взаимодействия с майоронами для нейтрино от сверхновых, которые имеют характерные энергии  $E_\nu \sim 10$  МэВ, условие резонанса сводится к  $Y_e \approx \frac{1}{2}$ . Среда из майоронов высокой плотности сдвигает резонанс к более высоким значениям доли электронов  $Y_e$ . Поскольку большинство моделей сверхновых предсказывают доли электронов  $Y_e$ , которые ненамного превышают 0,5 [133], этот эффект может привести к полному исчезновению резонанса. На ширину резонанса  $\Gamma = \omega_B$  не влияет взаимодействие с майоронами.

### 3.4 Численные оценки

В этом разделе представлены численные результаты для вероятности майорановских осцилляций нейтрино (3.15) для случая трех флейворов нейтрино, учитывающих взаимодействия с веществом, магнитными и майорановскими полями. На рисунках показана зависимость амплитуд осцилляций от электронной плотности, доли электронов, энергии нейтрино и дираковских и майорановских CP-нарушающих фаз. Значения параметров смешения нейтрино, которые мы используем для численных расчетов, приведены в таблице 2.

Параметр	$\sin^2 \theta_{12}$	$\sin^2 \theta_{23}$	$\sin^2 \theta_{13}$	$\Delta m_{12}^2/\text{eV}^2$	$ \Delta m_{13}^2 /\text{eV}^2$
Значение	0.307	0.561	0.022	$7.49 \times 10^{-5}$	$2.534 \times 10^{-3}$

Таблица 2 — Параметры нейтринных осцилляций согласно [56].

Согласно измерениям реакторного нейтринного эксперимента GEMMA [27], верхняя граница эффективного магнитного момента нейтрино составляет  $\mu_\nu < 2.9 \times 10^{-11} \mu_B$ . Коллаборацииorexino и XENON [28, 134] обеспечивают еще более жёсткие верхние пределы благодаря наблюдению потоков солнечных

нейтрино. Эти ограничения составляют  $\mu_\nu < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$  и  $6.4 \times 10^{-12} \mu_B$  соответственно. Для дальнейшего анализа используются следующие значения магнитных моментов нейтрино в массовом базисе:  $|\mu_{12}| = |\mu_{13}| = |\mu_{23}| = 10^{-12} \mu_B$ . Кроме того, напряженность магнитного поля взята равной  $10^{12}$  Гаусс.

Для оценки плотности энергии поля майорона используется значение, представленное в [109]. В этом случае плотность энергии имеет следующий вид

$$\rho_J \sim v_\sigma^2 m_J^2, \quad (3.32)$$

где  $v_\sigma$  связано с вакуумным средним значением поля майорона. Чтобы проиллюстрировать влияние поля майорона на осцилляции нейтрино, используется верхний предел  $v_\sigma = 10^{11}$  ГэВ. Константа распада  $F$  взята равной  $10^9$  ГэВ.

Амплитуды нейтринных осцилляций в зависимости от плотности электронов  $n_e$  и доли электронов  $Y_e$  показаны на рис. 3.1-3.2. При этом взаимодействие с майоронами смещает позиции резонанса. Более того, появляются два новых резонанса.

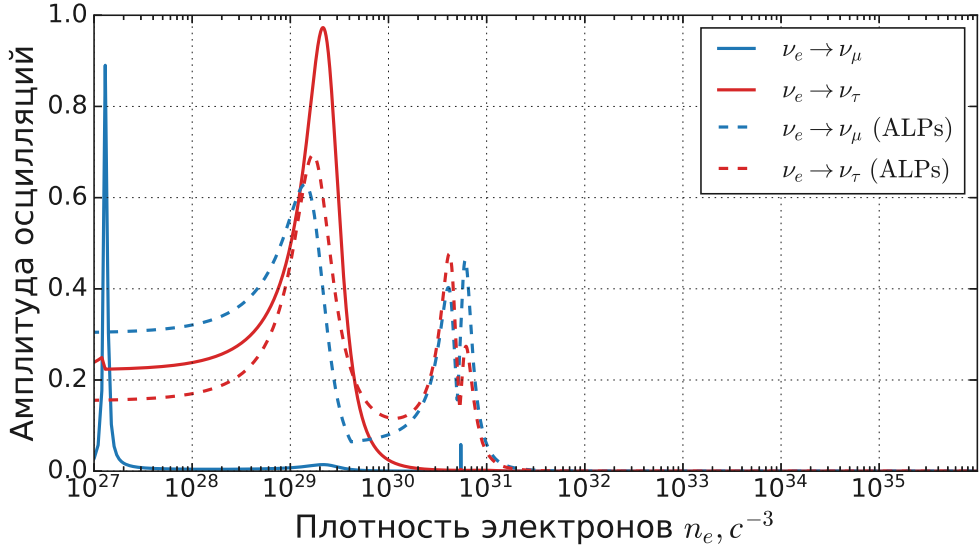
Как видно из рис. 3.3, наличие майоронских полей изменяет зависимость амплитуды нейтринных осцилляций от дираковской CP-нарушающей фазы.

Зависимость амплитуд нейтрино-антинейтринных осцилляций от энергии нейтрино показана на рис. 3.4. Наличие поля майорона подавляет нейтринные осцилляции при низких энергиях. Амплитуда осцилляций увеличивается при энергиях 10 МэВ и выше.

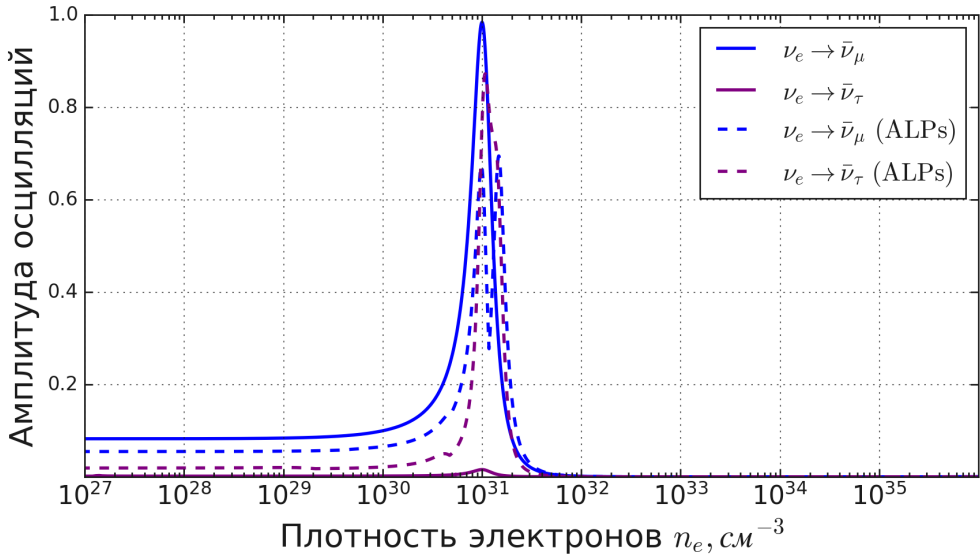
Наличие среды из майоронов также изменяет зависимость вероятностей осцилляций нейтрино от майорановских CP-фаз, как это видно из рис. 3.5.

### 3.5 Выводы

Изучение спин-флейворных осцилляций нейтрино в присутствии магнитного поля, среды из майоронов и вещества выявило несколько важных эффектов. Показано, что в среде из майоронов высокой плотности наблюдается сдвиг резонанса в вероятности нейтринных осцилляций. Для указанных внешних условий также исследовано возникновение новых резонансов в вероятности нейтринных осцилляций



а) Осцилляции нейтрино-нейтрино

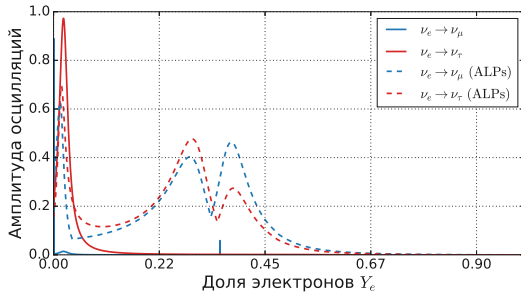


б) Осцилляции нейтрино-антинейтрино

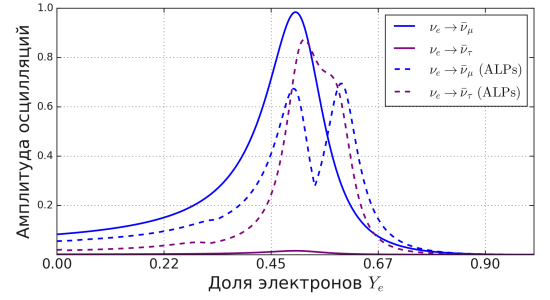
Рисунок 3.1 — Зависимость амплитуды осцилляции от плотности электронов. Дираковская и майорановские CP-нарушающие фазы равны нулю, энергия нейтрино  $E_\nu = 10$  МэВ.

Показано, что нейтринные осцилляции при энергиях ниже 10 МэВ подавляются под воздействием среды из майорона. Кроме того, анализ показал ослабление зависимости вероятностей осцилляций как от дираковской, так и от майорановской фаз в присутствии плотного поля майорона.

Результаты этого исследования имеют прямое отношение к текущим и будущим нейтринным экспериментам. Эксперименты JUNO, DUNE, и Hyper-Kamiokande смогут учесть эффекты майоронов при анализе и интерпретации данных. Дальнейшие экспериментальные исследования позволят как провести более детальную проверку изложенных теоретических предсказаний, так



а) Осцилляции  
нейтрино-нейтрино.



б) Осцилляции  
нейтрино-антинейтрино.

Рисунок 3.2 — Зависимость амплитуды осцилляций от доли электронов. Дираковская и майорановские  $CP$ -нарушающие фазы равны нулю, энергия нейтрино  $E_\nu = 10$  МэВ.

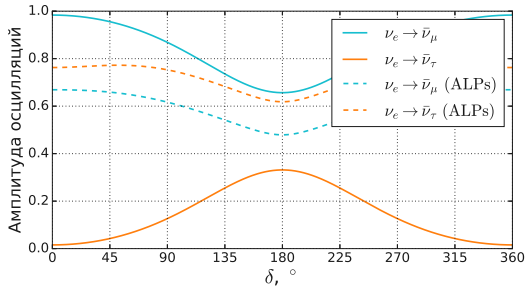


Рисунок 3.3 — Зависимость амплитуды нейтрино-антинейтринных осцилляций от дираковской фазы. Майорановские фазы равны нулю, энергия нейтрино  $E_\nu = 10$  МэВ, доля электронов  $Y_e = 0,5$ .

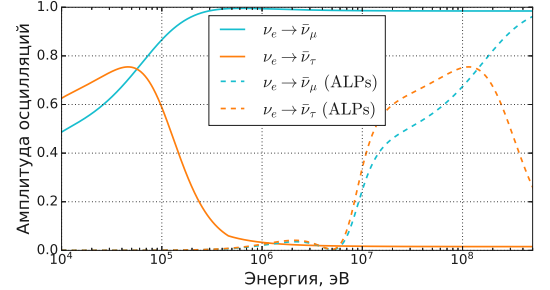
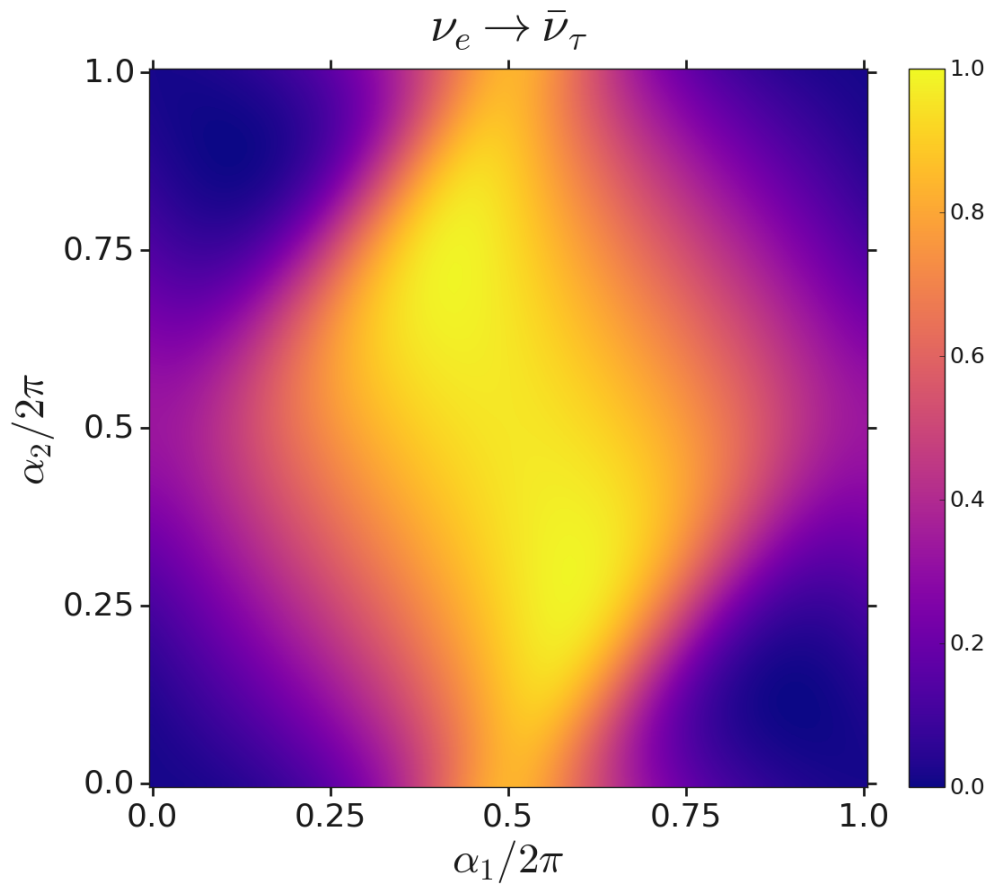
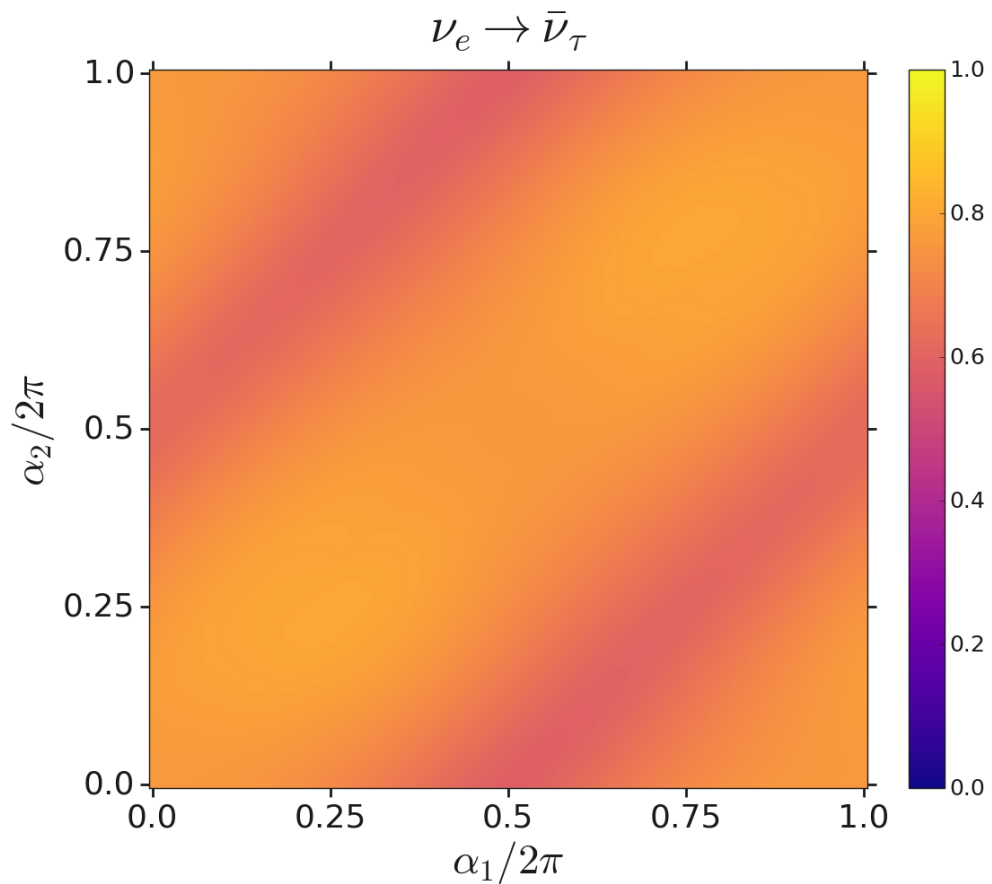


Рисунок 3.4 — Зависимость амплитуды нейтрино-антинейтринных осцилляций от энергии нейтрино. Дираковская и майорановские  $CP$ -нарушающие фазы равны нулю, доля электронов  $Y_e = 0,5$ .

и углубить понимание механизмов взаимодействия нейтрино в экстремальных условиях.



а) Отсутствие майоронов



б) Наличие майоронов

Рисунок 3.5 — Зависимость амплитуды перехода от  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$  от майорановских фаз. Дираковская фаза равна нулю, доля электронов  $Y_e = 0,5$ , энергия нейтрино

$$E_\nu = 10 \text{ МэВ}.$$

## Глава 4. Квантовая декогеренция осцилляций нейтрино в классическом поле аксионо-подобных частиц

Одним из ключевых вопросов в изучении природы аксионо-подобных частиц является выбор правильного теоретического подхода для их описания. В случае образования бозе-эйнштейновского конденсата такие частицы могут быть представлены классическим вещественным полем, совершающим когерентные осцилляции. Однако в литературе встречается иной подход, согласно которому любая среда, состоящая из аксионо-подобных частиц, рассматривается как классическое поле. Это предположение основывается на гипотезе о термализации аксионного поля в ранней Вселенной, в результате которой аксионы, приобретая массу, оказываются вблизи минимума своего потенциала. Подобное описание было предложено в работе [135] для случая аксионов, а в исследовании [26] данный подход был применён для анализа осцилляций нейтрино в присутствии классического поля аксионо-подобных частиц.

В настоящей главе исследуется эволюция дираковских нейтрино в классическом флуктуирующем поле аксионо-подобных частиц, которые являются одними из возможных кандидатов на сверхлегкую темную материю. Показано, что взаимодействие нейтрино с флуктуирующим полем аксионо-подобных частиц вызывает квантовую декогеренцию нейтринных состояний.

Данная глава структурирована следующим образом. В разделе 4.1 описывается формализм квантовой декогеренции нейтрино в присутствии флуктуирующего классического поля аксионо-подобных частиц, для рассматриваемого случая получена диссипативная матрица. Раздел 4.2 содержит условия применимости разработанного формализма. В разделе 4.3 рассчитываются оценки констант взаимодействия флуктуаций поля аксионо-подобных частиц с нейтрино. Наконец, раздел 4.4 представляет собой заключение.

### 4.1 Эволюция матрицы плотности нейтрино

Для описания эволюции нейтрино используются подходы, разработанные в [32] и [33]. В рамках этого подхода эволюция дираковского нейтрино опреде-

ляется матрицей плотности

$$\rho_{\nu}(t) = |\Phi(t)\rangle \langle \Phi(t)|, \quad (4.1)$$

где состояние  $|\Phi(t)\rangle$  описывает нейтрино с различными импульсами

$$|\Phi\rangle = \otimes_{\mathbf{p}} |\Phi_{\mathbf{p}}\rangle. \quad (4.2)$$

Стационарное состояние нейтрино  $i$  с импульсом  $\mathbf{p}$  имеет следующий вид

$$|i\mathbf{p}\rangle = |i\rangle \otimes |\mathbf{p}\rangle = \sqrt{2E_{\mathbf{p}i}} a_{\mathbf{p}i}^{\dagger} |0\rangle. \quad (4.3)$$

Матричный элемент матрицы плотности нейтрино описывается следующим образом

$$\langle i\mathbf{p} | \rho_{\nu}(t) | j\mathbf{q} \rangle = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \rho_{\mathbf{p}}^{ij'}(t). \quad (4.4)$$

Эволюция матрицы плотности во времени описывается оператором эволюции

$$\rho_{\nu}(t) = U(t_0, t) \rho_{\nu} U^{\dagger}(t_0, t), \quad (4.5)$$

который имеет следующий вид

$$U(t_0, t) = T \exp \left( -i \int_{t_0}^t H(t') dt' \right). \quad (4.6)$$

Гамильтониан  $H(t)$ , который описывает взаимодействие нейтрино с внешней средой, в наиболее общем виде описывается следующим образом

$$H(t) = \int d^3\mathbf{x} j(x) a(x), \quad (4.7)$$

где  $a(x)$  описывает поле аксионо-подобных частиц,  $j(x)$  – нейтринный ток

$$j(x) = i\bar{\nu}(x) (g_V + g_A \gamma_5) \nu(x), \quad (4.8)$$

$g_V$  и  $g_A$  являются матрицами констант векторной и аксиальной связи, элементы которых выражаются в виде

$$g_V^{ij} = C_V^{ij} \frac{m_i - m_j}{F}, \quad (4.9)$$

$$g_A^{ij} = C_A^{ij} \frac{m_i + m_j}{F}, \quad (4.10)$$

где  $m_i$  описывает массу нейтрино,  $F$  - это так называемая константа распада, а  $C_V^{ij}$  - безразмерные константы (см., например, [136]).

Состояние, описывающее нейтрино, имеет следующий вид

$$\nu(x) = \sum_i \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi L)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}i}}} \hat{a}_{\mathbf{p}i} u_i(\mathbf{p}) e^{-ipx}. \quad (4.11)$$

В данной работе не рассматриваются отрицательно-частотные решение с оператором рождения  $b_{\mathbf{p}i}^\dagger$ .

Флуктуирующее поле аксионо-подобных частиц  $a(x)$  имеет следующий вид [137, 114]

$$a(x) = \alpha(t) \frac{\sqrt{2\rho}}{m_a} \cos(m_a t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}), \quad (4.12)$$

где  $\rho$  - плотность энергии аксионо-подобных частиц,  $m_a$  - их масса, а  $\alpha(t)$  - неотрицательная случайная величина, подчиняющаяся распределению Рэля

$$f(\alpha) = \alpha \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right). \quad (4.13)$$

Далее рассматривается частный случай аксионо-подобных частиц в Млечном Пути, где их скорость составляет порядка  $10^{-3}c$  ([26]). Таким образом, зависимость от импульса и координаты может быть опущена и

$$a(x) \approx \alpha(t) \frac{\sqrt{2\rho}}{m_a} \cos(m_a t). \quad (4.14)$$

Разложим поле аксионо-подобных частиц  $a(x)$  на два слагаемых

$$a(t) = a_m(t) + a_{fl}(t). \quad (4.15)$$

Первый член  $a_m(t)$  описывает среднее классическое поле аксионо-подобных частиц, которое когерентно колеблется из-за механизма рассогласования

$$a_m(t) = \frac{\sqrt{\pi\rho}}{m_a} \cos(m_a t), \quad (4.16)$$

в то время как термин  $a_{fl}(t)$  описывает флуктуации классического поля

$$a_{fl}(t) = \left(\alpha(t) - \sqrt{\frac{\pi}{2}}\right) \frac{\sqrt{2\rho}}{m_a} \cos(m_a t). \quad (4.17)$$

Для усреднения флуктуирующей части используется интеграл по траектории с мерой Рэля (аналогично [33], где рассматриваются гауссовские возмущения)

$$\langle g(a_{fl}) \rangle = \int_0^{+\infty} \prod_t [\alpha(t) d\alpha(t)] g(a_{fl}) e^{-\int_0^t \frac{\alpha^2(t')}{4\tau} dt'}. \quad (4.18)$$

Таким образом, среднее значение и корреляция  $a_{fl}(t)$  равны соответственно

$$\langle a_{fl}(t) \rangle = 0, \quad (4.19)$$

$$\langle a_{fl}(t_1) a_{fl}(t_2) \rangle = \frac{(4-\pi)\rho}{m_a^2} \cos^2(m_a t_1) \tau \delta(t_1 - t_2), \quad (4.20)$$

где  $\tau$  характеризует время корреляции.

Наличие классических и флуктуирующих слагаемых поля аксионо-подобных частиц позволяет разделить гамильтониан следующим образом

$$H(t) = a_m(t) J(t) + a_{fl}(t) J(t), \quad (4.21)$$

где

$$J(t) = \int d^3 \mathbf{x} j(x). \quad (4.22)$$

Матрица плотности (4.5) подчиняется следующему уравнению

$$i \frac{d\rho_{\mathbf{v}}(t)}{dt} = [H(t), \rho_{\mathbf{v}}(t)]. \quad (4.23)$$

Среднее поле  $a_m(t)$  может быть удалено дополнительным поворотом с помощью оператора  $U_m$ , который подчиняется следующему уравнению

$$i \frac{d}{dt} U_m = a_m(t) J(t) U_m. \quad (4.24)$$

После поворота матрицы плотности и  $J(t)$  они преобразуются следующим образом

$$\rho'_{\mathbf{v}}(t) = U_m^\dagger \rho_{\mathbf{v}}(t) U_m, \quad (4.25)$$

$$J'(t) = U_m^\dagger J(t) U_m, \quad (4.26)$$

Уравнение (4.23) также преобразуется и приобретает следующий вид

$$i \frac{d\rho'_{\mathbf{v}}(t)}{dt} = a_{fl}(t) [J'(t), \rho'_{\mathbf{v}}(t)]. \quad (4.27)$$

Данное уравнение имеет формальное решение

$$\begin{aligned} \rho'_{\mathbf{v}}(t) = & \rho'_{\mathbf{v}}(t_0) - i \int_{t_0}^t a_{fl}(t_1) [J'(t_1), \rho'_{\mathbf{v}}(t_0)] - \\ & \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_0}^t dt_2 a_{fl}(t_1) a_{fl}(t_2) [J'(t_1), [J'(t_2), \rho_{\mathbf{v}}(t_0)]] + \dots \end{aligned} \quad (4.28)$$

После усреднения флуктуаций поля аксионо-подобных частиц в (4.28) с помощью (4.18) оно преобразуется следующим образом

$$\rho'_\nu(t) = \rho'_\nu(t_0) - \int_{t_0}^t dt_1 \frac{(4-\pi)\rho}{m_a^2} \cos^2(m_a t_1) \tau[J'(t_1), [J'(t_1), \rho_\nu(t_0)]] + \dots \quad (4.29)$$

Для случая  $m_a \approx 10^{-22}$  эВ период когерентных колебаний поля аксионо-подобных частиц равен  $\frac{2\pi}{m_a} \approx 1,3$  года. Период уменьшается по мере увеличения массы аксиона. В связи с тем, что период накопления данных в нейтринных экспериментах обычно составляет несколько лет, можно усреднить когерентные колебания. Благодаря этому можно положить  $\cos^2(m_a t) \approx \frac{1}{2}$  и, более того, все слагаемые в (4.29), которые содержат множитель  $\cos^{2k+1}(m_a t)$ , равны нулю. Таким образом, усредненное за период сбора данных решение (4.29) подчиняется уравнению

$$\frac{d\rho'_\nu(t)}{dt} = -\frac{(4-\pi)\rho}{2m_a^2} \tau[J'(t), [J'(t), \rho'_\nu(t)]]. \quad (4.30)$$

В представлении Шредингера уравнение принимает следующий вид

$$\frac{d\rho_\nu(t)}{dt} = -i[H_0, \rho_\nu(t)] - \frac{(4-\pi)\rho}{2m_a^2} \tau[J, [J, \rho_\nu(t)]], \quad (4.31)$$

где  $J = J(0)$ ,  $H_0$  представляет собой сумму вакуумного гамильтониана и гамильтониана, описывающего взаимодействие нейтрино с веществом.

Представленное уравнение является уравнением Редфилда, где второй член  $-\frac{(4-\pi)\rho}{2m_a^2} \tau[J, [J, \rho_\nu(t)]] = D[\rho_\nu(t)]$  описывает декогеренцию нейтринных осцилляций. Данный оператор, известный как диссипативный член, количественно характеризует процессы декогеренции осцилляций нейтрино. В литературе [32, 100, 101, 138] используется разложение диссипативного члена по матрицам, соответствующим генераторам группы  $SU(N)$ , где  $N$  – число рассматриваемых поколений нейтрино. В данной главе рассматривается трёхфлейворный случай, а потому разложение имеет следующий вид

$$D[\rho_\nu(t)] = \sum_{i,j=0}^8 D_{ij} \rho_i \lambda_j. \quad (4.32)$$

Величина  $\lambda_j$  соответствует генератору группы  $SU(3)$ , выраженному в виде матрицы Гелл-Манна, удовлетворяющий следующим свойствам:

$$[\lambda_i, \lambda_j] = i f_{ijk} \lambda_k, \quad (4.33)$$

$$\lambda_i \lambda_j = \frac{1}{2} \delta_{ij}, \quad (4.34)$$

где  $f_{ijk}$  описывает структурные константы группы  $SU(3)$ . Множитель  $\rho_i = 2\text{Tr}(\rho_\nu(t))\lambda_i$  представляет собой коэффициент разложения матрицы плотности нейтрино по группе  $SU(3)$ . Множитель  $D_{ij}$  является элементом диссипативной матрицы  $3 \times 3$ , содержащей свободные параметры системы.

Чтобы получить явный вид диссипативной матрицы, в первую очередь необходимо вычислить матричный элемент  $J$ . В базисе массовых состояний нейтрино он имеет следующий вид

$$J_{ij} = i(g_V^{ij}\bar{u}(E_{\mathbf{p}i},\vec{\mathbf{p}})u(E_{\mathbf{p}j},\vec{\mathbf{p}}) + g_A^{ij}\bar{u}(E_{\mathbf{p}i},\vec{\mathbf{p}})\gamma_5 u(E_{\mathbf{p}j},\vec{\mathbf{p}})). \quad (4.35)$$

Поскольку взаимодействие нейтрино с классическим полем аксионо-подобных частиц не приводит к изменению спиральности, можно заключить, что в рассматриваемом процессе рождаются исключительно левые нейтрино. Следовательно, матричный элемент  $J$  имеет следующий вид

$$\bar{u}(E_{\mathbf{p}i},\vec{\mathbf{p}})u(E_{\mathbf{p}j},\vec{\mathbf{p}}) = \frac{\sqrt{(E_i+m_i)(E_j+m_j)} - \sqrt{(E_i-m_i)(E_j-m_j)}}{2\sqrt{E_i E_j}}, \quad (4.36)$$

$$\bar{u}(E_{\mathbf{p}i},\vec{\mathbf{p}})\gamma_5 u(E_{\mathbf{p}j},\vec{\mathbf{p}}) = \frac{\sqrt{(E_i-m_i)(E_j+m_j)} - \sqrt{(E_i+m_i)(E_j-m_j)}}{2\sqrt{E_i E_j}}. \quad (4.37)$$

В ультрарелятивистском пределе

$$J_{ij} \approx i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_\nu F} (C_V^{ij} - C_A^{ij}), \quad (4.38)$$

Представив  $J$  в виде разложения по генераторам  $SU(3)$ , получаем коэффициенты разложения  $h_a = 2\text{Tr}(J\lambda_a)$ . Такое представление позволяет выразить матричные элементы диссипативной матрицы  $D_{ij}$  в явной форме

$$D_{ab} = -\frac{(4-\pi)\rho}{2m_a^2}\tau \sum_{c,d,e=1}^8 h_c h_d f_{ceb} f_{dea}. \quad (4.39)$$

Таким образом, диссипативная матрица имеет следующий вид

$$D = -\frac{(4-\pi)\rho}{8m_a^2}\tau \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 4h_2^2 + h_5^2 + h_7^2 & 0 & 0 & 3h_2h_5 & 0 & -3h_2h_7 & 0 & 2\sqrt{3}h_5h_7 \\ 0 & 0 & h_5^2 + h_7^2 & 0 & 0 & -h_2h_5 & 0 & -h_2h_7 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4h_2^2 + h_5^2 + h_7^2 & -3h_2h_7 & 0 & -3h_2h_5 & 0 & \sqrt{3}(h_5^2 - h_7^2) \\ 0 & 3h_2h_5 & 0 & -3h_2h_7 & h_2^2 + 4h_5^2 + h_7^2 & 0 & 3h_5h_7 & 0 & \sqrt{3}h_2h_7 \\ 0 & 0 & -h_2h_5 & 0 & 0 & h_2^2 + h_7^2 & 0 & -h_5h_7 & 0 \\ 0 & -3h_2h_7 & 0 & -3h_2h_5 & 3h_5h_7 & 0 & h_2^2 + h_5^2 + 4h_7^2 & 0 & -\sqrt{3}h_2h_5 \\ 0 & 0 & -h_2h_7 & 0 & 0 & -h_5h_7 & 0 & h_2^2 + h_5^2 & 0 \\ 0 & 2\sqrt{3}h_5h_7 & 0 & \sqrt{3}(h_5^2 - h_7^2) & \sqrt{3}h_2h_7 & 0 & -\sqrt{3}h_2h_5 & 0 & 3(h_5^2 + h_7^2) \end{pmatrix},$$

где

$$h_2 = \frac{\Delta m_{21}^2 (C_V^{21} - C_A^{21})}{2E_\nu F}, \quad (4.40)$$

$$h_5 = \frac{\Delta m_{31}^2 (C_V^{31} - C_A^{31})}{2E_\nu F}, \quad (4.41)$$

$$h_7 = \frac{\Delta m_{32}^2 (C_V^{32} - C_A^{32})}{2E_\nu F}. \quad (4.42)$$

Равенство нулю матричных элементов  $D_{0i} = D_{i0} = 0$  свидетельствует об отсутствии диссипативных потерь нейтрино, обусловленных флуктуациями поля аксионо-подобных частиц.

Заметим, что полученная диссипативная матрица (4.40) содержит ненулевые недиагональные элементы. Полученная конкретная форма диссипативной матрицы следует из точного описания типа взаимодействия между нейтрино и аксионо-подобными частицами, заданного через (4.7)-(4.10). Однако в литературе (см., например, недавние работы [139, 140, 141]) обычно используются только диагональные диссипативные матрицы. В качестве примечательного исключения в [138] и [142, 143] было показано, что недиагональные элементы в диссипативной матрице могут приводить к нарушению симметрии CP и CPT соответственно.

В литературе (см. ссылки [100] и [101]) описывается следующая зависимость элементов диссипативной матрицы от энергии нейтрино

$$D_{ij}(E_\nu) = D_{ij}(E_0) \left( \frac{E_\nu}{E_0} \right)^n, \quad (4.43)$$

где  $E_0$  описывает энергетическую шкалу, значение которой принято брать равной 1 ГэВ (хотя данная величина сильно отличается от характерных энергий нейтрино от сверхновых).

В (4.43)  $n$  - это степенной показатель, который, как обсуждалось в Главе 1, зависит от процессов, лежащей в основе квантовой декогеренции. Как видно из зависимости диссипативной матрицы (4.40) от энергии нейтрино, для случая декогеренции колебаний, вызванной взаимодействием с флуктуациями аксионо-подобных частиц, значение степенного показателя равно  $n = -2$ .

## 4.2 Условия применимости

В данном разделе обсуждается возможность использования разработанного подхода для случая флуктуирующей темной материи, состоящей из аксионо-подобных частиц, для чего необходимо определить корреляционное время. В работах [144, 145, 146], посвященных исследованию флуктуаций темной материи (в том числе рэлеевских пертурбаций в [145]), используется понятие времени когерентности. В случае, когда продолжительность наблюдения существенно меньше времени когерентности, флуктуации отсутствуют, и поле темной материи осциллирует когерентно. Если же наблюдение ведется на временах, значительно превышающих время когерентности, плотность темной материи становится случайной функцией времени. В настоящей работе предполагается, что время корреляции и время когерентности – тождественные понятия. Следовательно, выражение для времени корреляции становится таким же, как и для времени когерентности [144, 145, 146]

$$\tau = \frac{1}{m_a v^2}, \quad (4.44)$$

где  $v$  описывает скорость аксионо-подобной темной материи. Как указывалось выше, её величина порядка  $10^{-3}$  с.

Такие флуктуации описываются конечным временем корреляции, и поэтому их корреляция должна описываться не дельта-функцией, а (см. в [33])

$$\begin{aligned} \langle a_{fl}(t_1) a_{fl}(t_2) \rangle &= \\ &= \frac{(4-\pi)\rho}{m_a^2} \cos(m_a t_1) \cos(m_a t_2) \Theta(\tau - |t_1 - t_2|), \end{aligned} \quad (4.45)$$

где  $\Theta(x)$  - функция Хевисайда. Для таких корреляций необходимо модифицировать получение уравнения (4.31). Рассмотрим член второго порядка формального решения (4.28). После усреднения по флуктуациям он принимает следующий вид

$$\begin{aligned} &\frac{(4-\pi)\rho}{m_a^2} \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_1-\tau}^{t_1} dt_2 \cos(m_a t_1) [J(t_1), [\cos(m_a t_1) J(t_1) + \\ &\quad + \frac{d(\cos(m_a t_1) J(t_1))}{dt} (t_2 - t_1), \rho_v(t_0)]] = \\ &\frac{(4-\pi)\rho}{m_a^2} \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_1-\tau}^{t_1} dt_2 [J(t_1), [\cos^2(m_a t_1) J(t_1) + \\ &+ (\cos^2(m_a t_1) \frac{dJ(t_1)}{dt} + \cos(m_a t_1) \sin(m_a t_1) J(t_1)) (t_2 - t_1), \rho_v(t_0)]]]. \end{aligned} \quad (4.46)$$

После усреднения по когерентным осцилляциям он становится равным

$$\begin{aligned} & \frac{(4-\pi)\rho}{2m_a^2} \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_1-\tau}^{t_1} dt_2 [J(t_1), [J(t_1) + \frac{dJ(t_1)}{dt}(t_2 - t_1), \rho_\nu(t_0)]] = \\ & = \frac{(4-\pi)\rho}{2m_a^2} \left( \tau \int_{t_0}^t dt_1 [J(t_1), [J(t_1), \rho_\nu(t_0)]] - \frac{\tau^2}{2} \int_{t_0}^t dt_1 [J(t_1), [\frac{dJ(t_1)}{dt}, \rho_\nu(t_0)]] \right). \end{aligned} \quad (4.47)$$

Производную  $\frac{dJ(t_1)}{dt}$  можно переписать в следующем виде

$$\frac{dJ(t_1)}{dt} = U_0^\dagger [H_0, J] U_0, \quad (4.48)$$

где

$$U_0 = T \exp \left( -i \int_{t_0}^t H_0(t') dt' \right). \quad (4.49)$$

Таким образом, для того чтобы выражение (4.47) совпадало с усредненным членом второго порядка (4.29) и, следовательно, решение (4.28) удовлетворяло уравнению (4.31), необходимо выполнение следующего условия

$$\tau E_{max} \ll 1, \quad (4.50)$$

где  $E_{max}$  соответствует максимальному элементу матрицы  $[H_0, J]$ . Таким образом

$$\frac{|\Delta m_{13}^2|^2}{8m_a v^2 E_\nu^2 F} \ll 1. \quad (4.51)$$

При рассмотрении аксионо-подобных частиц в качестве кандидатов на роль тёмной материи на их массы накладываются строгие ограничения. Несмотря на то, что верхний предел массы (для майорона) составляет 2,8 МэВ [136], такое значение используется редко и в большинстве теоретических моделей рассматриваются значительно более низкие значения. В частности, для волнообразной тёмной материи характерный диапазон масс лежит ниже 30 эВ [147]. Поскольку рассматриваются приведенные ниже ограничения на параметр декогеренции, основанные на данных KamLAND, время корреляции не должно превышать времени полета нейтрино от источника к детектору, которое составляет приблизительно 0,6 мс. [148]. Следовательно, диапазон рассматриваемой массы аксионоподобных частиц лежит в диапазоне от  $10^{-7}$  эВ до 10 эВ.

### 4.3 Оценка взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами

Для численных оценок используются ограничения на параметр декогеренции  $\gamma_0 = D_{ij}(E_0)$  нейтринных осцилляций, которые были получены в [100] из данных реакторных нейтринных экспериментов, где рассматривается диагональная матрица декогеренции без диссипативных потерь нейтрино. Для случая  $n = -2$  верхний предел для диссипативной матрицы  $\gamma_0$  составляет  $7,8 \times 10^{-27}$  ГэВ, который был получен в результате анализа данных эксперимента KamLAND. Плотность энергии аксионо-подобных частиц, описывающих тёмную материю, должна составлять приблизительно  $\rho \approx 0.3$  ГэВ  $\cdot$  см $^{-3}$  (см., например, [149]).

Также используются следующие значения как разность квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{12}^2 = 7.49 \times 10^{-5}$  эВ $^2$  и  $\Delta m_{13}^2 = 2.534 \times 10^{-3}$  эВ $^2$  [56].

Чтобы получить оценки констант связи между аксионо-подобными частицами и нейтрино, мы сосредоточили наш анализ на диагональных элементах диссипативной матрицы (4.40). В литературе (см., например, [100, 101]) рассматриваются три случая диссипативных матриц:

$$D_{\text{phase-pert.}} = \text{diag}(0, \Gamma, \Gamma, 0, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, 0), \quad (4.52)$$

$$D_{\text{state-select}} = \text{diag}(0, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma), \quad (4.53)$$

$$D_{\nu\text{-loss}} = \text{diag}(\Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma, \Gamma), \quad (4.54)$$

где  $\Gamma = \gamma_0 \left( \frac{E_\nu}{E_0} \right)^n$ .

Диссипативная матрица (4.40) соответствует случаю (4.53), поэтому диагональные элементы полученной диссипативной матрицы могут быть ограничены значением  $\Gamma$ . Эти оценки приводят к следующим ограничениям на  $h_i^2$ :

$$4h_2^2 + h_5^2 + h_7^2 < \frac{8m_a^2 \gamma_0}{(4 - \pi)\rho\tau} \left( \frac{E_0}{E_\nu} \right)^2, \quad (4.55)$$

$$h_2^2 + 4h_5^2 + h_7^2 < \frac{8m_a^2 \gamma_0}{(4 - \pi)\rho\tau} \left( \frac{E_0}{E_\nu} \right)^2, \quad (4.56)$$

$$h_2^2 + h_5^2 + 4h_7^2 < \frac{8m_a^2 \gamma_0}{(4 - \pi)\rho\tau} \left( \frac{E_0}{E_\nu} \right)^2. \quad (4.57)$$

Отсюда получаем

$$h_2^2 < \frac{4m_a^2 \gamma_0}{3(4-\pi)\rho\tau} \left( \frac{E_0}{E_\nu} \right)^2, \quad (4.58)$$

$$h_5^2 < \frac{4m_a^2 \gamma_0}{3(4-\pi)\rho\tau} \left( \frac{E_0}{E_\nu} \right)^2, \quad (4.59)$$

$$h_7^2 < \frac{4m_a^2 \gamma_0}{3(4-\pi)\rho\tau} \left( \frac{E_0}{E_\nu} \right)^2. \quad (4.60)$$

Исходя из этого, мы получаем следующие ограничения на константы связи нейтрино с аксионо-подобными частицами

$$\frac{F}{C_V^{ij} - C_A^{ij}} > \frac{\Delta m_{ij}^2 \sqrt{3(4-\pi)\rho\tau}}{2m_a E_0 \sqrt{\gamma_0}}. \quad (4.61)$$

Из условия применимости (4.51) константы связи также ограничены следующим образом

$$\frac{F}{C_V^{ij} - C_A^{ij}} > \frac{|\Delta m_{13}^2|^2}{8m_a v^2 E_\nu^2}. \quad (4.62)$$

Поскольку ограничения на параметр декогеренции получены из реакторных нейтринных экспериментов, мы оцениваем энергию нейтрино как равную 10 МэВ. Оценки констант связи нейтрино с аксионо-подобными частицами показаны на рис. 4.1-4.3

Используя массу аксионо-подобных частиц, равную  $m_a = 10^{-7}$  эВ, мы получаем нижние пределы констант связи  $F_{V,A}^{ij}$  нейтрино с аксионо-подобными частицами (см. таблицу 3). В данной таблице рассмотрены следующие частные случаи взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами

- 1) V: только константы  $g_V$  ненулевые (аксионо-подобные частицы взаимодействуют с левыми и правыми нейтрино);
- 2) A: только константы  $g_A$  ненулевые (аксионо-подобные частицы взаимодействуют с левыми и правыми нейтрино);
- 3) V-A:  $g_V = -g_A$  (аксионо-подобные частицы взаимодействуют с левыми нейтрино);
- 4) V+A:  $g_V = g_A$  (аксионо-подобные частицы взаимодействуют с правыми нейтрино).

Взаимодействие V+A не подходит нашему исследованию, потому что в этом случае  $J_{ij} \approx 0$ .

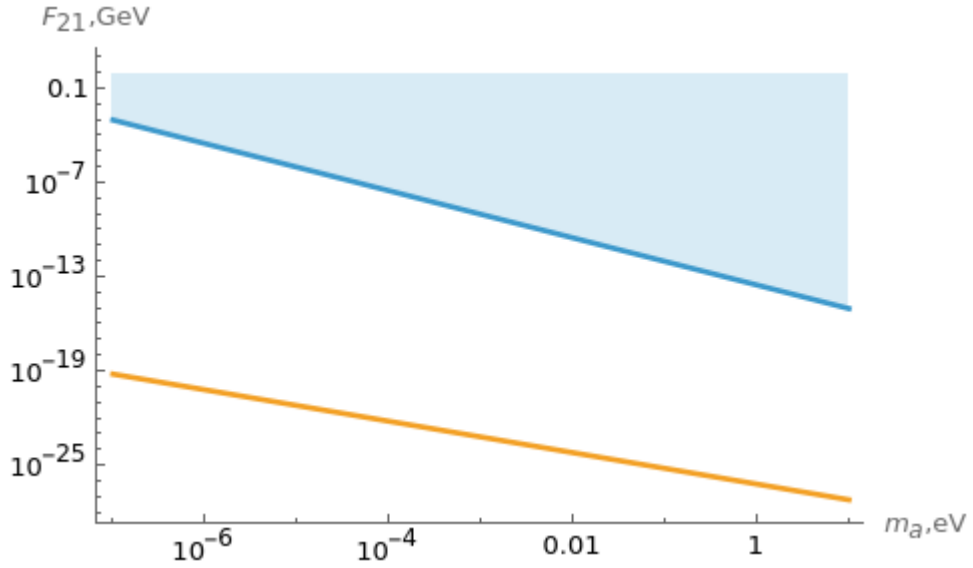


Рисунок 4.1 — Зависимость константы связи взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами  $F_{21}$  от массы аксионо-подобной частицы. Синяя линия соответствует (4.61), оранжевая линия - (4.62). Синяя область описывает допустимый диапазон констант связи.

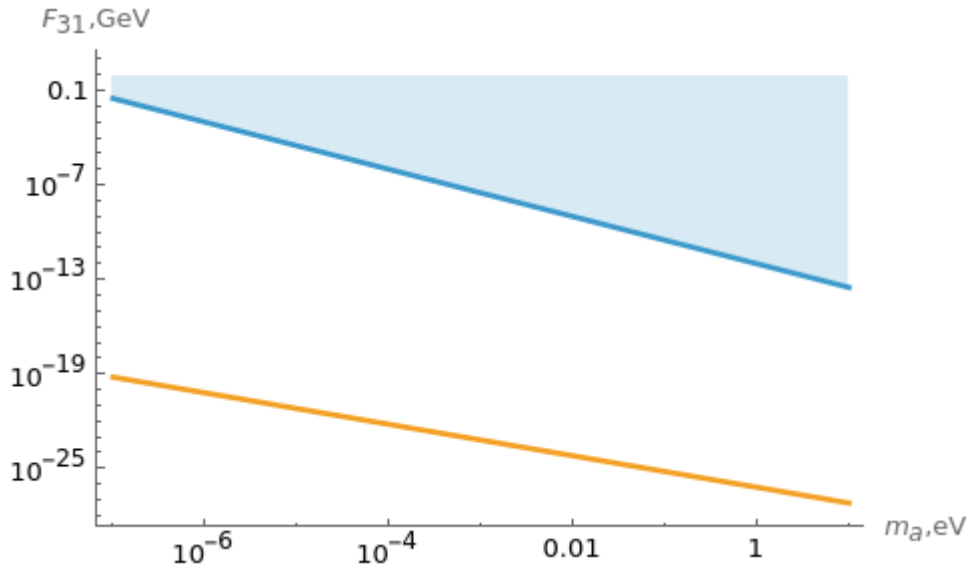


Рисунок 4.2 — Зависимость константы связи взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами  $F_{31}$  от массы аксионо-подобной частицы. Синяя линия соответствует (4.61), оранжевая линия - (4.62). Синяя область описывает допустимый диапазон констант связи.

Можно сравнить полученные результаты с [26], где исследуются осцилляции нейтрино в классическом поле аксионо-подобных частиц. В этой статье получены оценки постоянной распада  $F$  (они рассматривали константу связи  $g = \frac{1}{F}$ ), основанные на астрофизических ограничениях, а также на будущей чувствительности или ограничениях из экспериментов, изучающих осцилляции

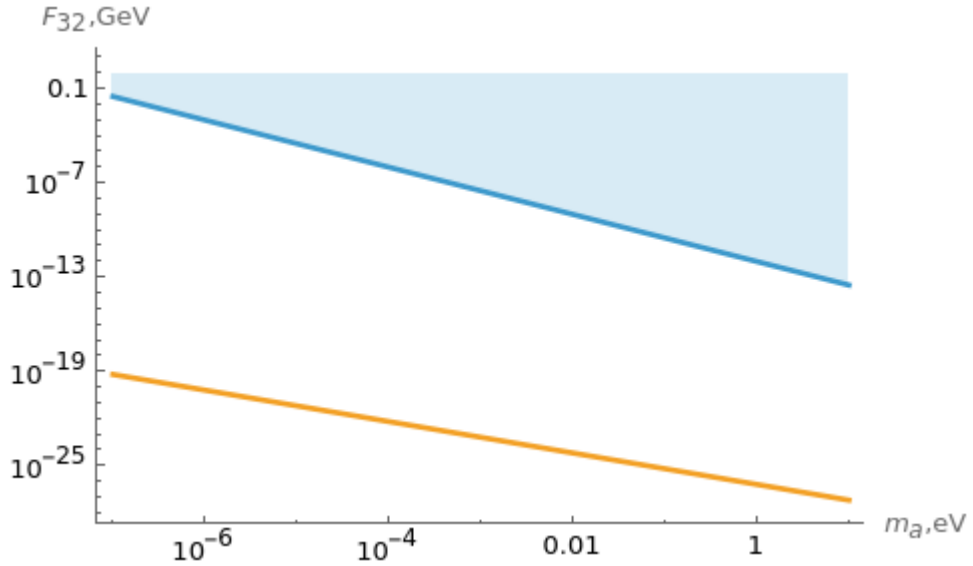


Рисунок 4.3 — Зависимость константы связи взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами  $F_{32}$  от массы аксионо-подобной частицы. Синяя линия соответствует (4.61), оранжевая линия - (4.62). Синяя область описывает допустимый диапазон констант связи.

	V или A	V-A
$F_{V,A}^{31}$	$3.5 \times 10^{-2}$	$1.8 \times 10^{-2}$
$F_{V,A}^{32}$	$3.4 \times 10^{-2}$	$1.7 \times 10^{-2}$
$F_{V,A}^{21}$	$1.0 \times 10^{-4}$	$0.5 \times 10^{-4}$

Таблица 3 — Нижние границы на константы связи нейтрино с аксионо-подобными частицами (в ГэВ) для массы аксионо-подобных частиц, равной  $m_a = 10^{-7}$  эВ.

нейтрино. Метод, используемый в [26], позволяет исследовать диапазон масс аксионо-подобных частиц приблизительно от  $10^{-22}$  эВ до  $10^{-7}$  эВ (поскольку вклад поля аксионо-подобных частиц в нейтринный гамильтониан равен нулю при  $m_a > 10^{-7}$  эВ) и дает значение  $F$  в диапазоне от  $10^{-2}$  ГэВ до 1 ГэВ. Наш подход позволяет учитывать взаимодействие нейтрино с аксионо-подобных частиц для масс  $m_a$  от  $10^{-7}$  эВ до 10 эВ.

Также, эффективное взаимодействие нейтрино с аксионо-подобными частицами исследовалось в [150], где изучался его вклад во взаимодействие аксионо-подобных частиц с электрослабыми калибровочными бозонами на петлевом уровне. В данной статье, где масса аксионо-подобных частиц лежит в диапазоне от  $10^5$  эВ до  $10^{12}$  эВ, сумма диагональных констант связи во флейворном базисе нейтрино ограничивается данными как лабораторных экс-

периментов (распады мезонов и каонов), так и астрофизических наблюдений (сверхновая SN1987A). Наиболее строгие ограничения на константу распада  $F$  из распадов мезонов и каонов равны  $\sim 10^3$  ГэВ, тогда как астрофизические ограничения дают  $10^6$  ГэВ.

Гамильтониан (4.7) также описывает процесс распада нейтрино. В серии работ были получены ограничения на соответствующие распады [32, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158]. Отсюда можно найти оценки для константы распада  $F$ . Однако прямое сравнение затруднительно, поскольку в этих исследованиях используются разные физические модели.

#### 4.4 Выводы

Впервые развит подход для описания квантовой декогеренции нейтрино, возникающий за счёт взаимодействия нейтрино со стохастическими флуктуациями в классическом поле аксионо-подобных частиц. Предполагая, что случайные флуктуации поля аксионо-подобных частиц имеют рэлеевский характер, продемонстрировано, что матрица плотности нейтрино для этого взаимодействия определяется уравнением Редфилда.

Выполнен явный расчет диссипативной матрицы (4.40), который позволил количественно оценить влияние стохастических флуктуаций поля аксионо-подобных частиц на процессы распространения и осцилляций нейтрино. Важным результатом является то, что продемонстрировано существование ненулевых недиагональных элементов в диссипативной матрице.

Используя ограничения на параметры декогеренции, найденные в результате анализа чувствительности реакторных нейтринных экспериментов, получены оценки констант связи между нейтрино и аксионо-подобными частицами. Эти результаты дают новое представление о возможных нестандартных взаимодействиях нейтрино и новой физике, выходящей за рамки стандартной модели.

## Заключение

Диссертация посвящена развитию теории нейтринных осцилляций в среде аксионо-подобных частиц. Было показано, что в случае распространения нейтрино в плотной среде аксионо-подобных частиц осцилляции нейтрино претерпевают значительные изменения.

Диссертация состоит из четырёх глав. В **Главе 1** представлен обзор современного состояния исследований в области физики нейтрино, аксионов и аксионо-подобных частиц. Рассматриваются дираковский и майорановский формализмы описания нейтрино, а также теоретические основы и феноменология смешивания и осцилляций нейтрино. Отдельное внимание уделено электромагнитным характеристикам нейтрино, в частности проблеме магнитных моментов. Завершает главу анализ теоретических моделей аксионов и аксионо-подобных частиц, включая механизмы их введения в формализм Стандартной модели и описание основных типов взаимодействий с другими частицами.

**Глава 2** посвящена исследованию влияния классического поля аксионо-подобных частиц и среде из майоронов на осцилляции нейтрино. Для простоты интерпретации полученных результатов рассматривался случай двух-флейворных осцилляций. Получены аналитические выражения вероятностей флейворного перехода  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  для случая распространения нейтрино в классическом поле аксионо-подобных частиц, а также в среде из майоронов. Показано, что в случае высокой плотности классических полей аксионо-подобных частиц наблюдается новый резонанс нейтринных осцилляций. Однако, этого не возникает в случае майоронов. Исходя из аналитических формул а также вида лагранжиана взаимодействия нейтрино с майоронами доказано, что в первом порядке теории возмущения майороны не влияют на осцилляции нейтрино, потому для исследования влияния майоронов был получен эффективный лагранжиан взаимодействия на основе диаграмм второго порядка, описывающих рассеяние нейтрино на майоронах. Показано, что майороны не оказывают влияние на угол смешивания, лишь на длину осцилляций.

В **Главе 3** исследуются спиновые и спин-флейворные осцилляции нейтрино в веществе, магнитном поле и среде из майоронов. Используя результаты, полученные в Главе 2, показывается, что эффективное взаимодействие нейтри-

но с майоронами легко добавляется к взаимодействию нейтрино с веществом и магнитным полем. Таким образом, формулы для вероятностей спиновых и спин-флейворных переходов нейтрино в веществе и магнитном поле, полученные в [39, 37], можно обобщить на случай взаимодействия с майоронами. Поскольку коэффициенты в полученной формуле невозможно получить аналитически, были рассмотрены частные случаи, такие как взаимодействие нейтрино с майоронами и магнитным полем, взаимодействие с майоронами и веществом, а также был рассмотрен переход  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$  с учётом взаимодействия с майоронами, веществом и магнитным полем. Для исследования полученных общих формул был сделан их численный расчёт. Чтобы явно увидеть влияние майоронов на нейтринные осцилляции, была рассмотрена среда из майоронов высокой плотности. При рассмотрении зависимости нейтринных осцилляций от плотности электронов показано, что в среде из майоронов высокой плотности наблюдается сдвиг резонанса в вероятности нейтринных осцилляций, а также появляются новые резонансы. При рассмотрении зависимости амплитуды осцилляций от энергии нейтрино показано, что осцилляции нейтрино при низких энергиях подавляются. Также показано, что зависимость осцилляций от CP-нарушающих фаз меняется в присутствии среды из майоронов высокой плотности.

Предметом изучения **Главы 4** является квантовая декогеренция нейтринных осцилляций под действием рэлеевских флуктуаций классического поля аксионо-подобных частиц. Получено уравнение эволюции матрицы плотности нейтрино, имеющее вид уравнения Редфилда, так же была получена диссипативная матрица, зависящая от параметров декогеренции осцилляций. Показано, что для случая взаимодействия нейтрино с флуктуациями классического поля аксионо-подобных частиц данная диссипативная матрица имеет недиагональные элементы. Исходя из ограничений на параметры квантовой декогеренции, полученные из анализа данных реакторных нейтринных экспериментов [100], были сделаны оценки на константы взаимодействия нейтрино с аксионо-подобными частицами.

## Благодарности

Завершить диссертационную работу хотел бы словами благодарности своему научному руководителю – профессору кафедры физики частиц и экстремальных состояний материи Александру Ивановичу Студеникину за постановку научной проблемы и руководство работой.

Автор также благодарен членам нейтринной научной группы, в особенности Константину Алексеевичу Кузакову, Константину Леонидовичу Станкевичу, Попову Артёму Романовичу и Фёдору Михайловичу Лазареву за плодотворные и вдохновляющие научные дискуссии.

Автор выражает признательность сотрудникам кафедры теоретической физики физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова за проведённые лекционные и семинарские занятия, а также за оказанную поддержку и содействие.

Хочу также выразить признательность Григорию Игоревичу Рубцову, Вадиму Александровичу Наумову, Михаилу Николаевичу Дубинину, Максиму Сергеевичу Дворникову, Дмитрию Геннадиевичу Левкову, Дмитрию Сергеевичу Горбунову, Андрею Львовичу Катаеву и Сергею Вадимовичу Троицкому за интерес к результатам работы.

## Список литературы

- [1] *Bilenky S.* Neutrinos: Majorana or Dirac? // *Universe*. — 2020. — Vol. 6, no. 9. — P. 134.
- [2] *Dubinin M. N., Kazarkin D. M.* Lepton universality in a model with three generations of sterile Majorana neutrinos // *Phys. Rev. D*. — 2024. — Vol. 109, no. 5. — P. 055004.
- [3] *Saad S.* Simplest radiative Dirac neutrino mass models // *Nuclear Physics B*. — 2019. — Vol. 943. — P. 114636.
- [4] *Hou W., Wong G.* Radiative Majorana neutrino masses // *Phys. Lett. B*. — 1994. — Vol. 339. — Pp. 109–113.
- [5] *Aprile E. et al.* Search for new physics in electronic recoil data from XENON-nT // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 129, no. 16. — P. 161805.
- [6] *Giunti C., Studenikin A.* Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics // *Rev. Mod. Phys.* — 2015. — Vol. 87. — P. 531.
- [7] *Ternov I., Bagrov V., Khapaev A.* Electromagnetic radiation from a neutron in an external magnetic field // *Soviet Physics JETP*. — 1965. — Vol. 21, no. 3.
- [8] *Тернов А.* Массивные нейтрино во внешних полях и в плотных средах. — дис. на соиск. учен. степ. доктора физ.-мат. наук: 01.04.02 // МГУ им. М.В. Ломоносова. — М., 2015. — 312 с.
- [9] *Lobanov A., Studenikin A.* Spin light of neutrino in matter and electromagnetic fields // *Phys. Lett. B*. — 2003. — Vol. 564. — Pp. 27–34.
- [10] *Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A.* Spin light of neutrino in matter // *Russ. Phys. J.* — 2024. — Vol. 67. — P. 1864–1877.
- [11] *Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A.* Neutrino spin states in moving matter and the effect of neutrino spin light // *Springer Proc. Phys.* — 2025. — Vol. 425. — Pp. 3–6.

- [12] *Peccei R. D., Quinn H. R.* CP conservation in the presence of instantons // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Vol. 38. — Pp. 1440–1443.
- [13] *Pankratov A. L. et al.* Search for dark matter axions beyond the quantum limit: The cosmological axion Sarov haloscope proposal // *Phys. Rev. D.* — 2025. — Vol. 112, no. 3. — P. 035003.
- [14] *Khatriwada R. et al.* Axion Dark Matter eXperiment: detailed design and operations // *Review of Scientific Instruments.* — 2021. — Vol. 92, no. 12. — P. 124502.
- [15] *Melcón A. et al.* First results of the CAST-RADES haloscope search for axions at  $34.67 \mu\text{eV}$  // *J. High Energ. Phys.* — 2020. — Vol. 10. — P. 075.
- [16] *Marsh D.* Axion cosmology // *Physics Reports.* — 2016. — Vol. 643. — Pp. 1–79.
- [17] *Allakhverdyan V. A. et al.* Constraints on the diffuse flux of multi-PeV astrophysical neutrinos obtained with the Baikal Gigaton Volume Detector // *Phys. Rev. D.* — 2025. — Vol. 112, no. 8. — P. 083025.
- [18] *Abbasi R. et al.* Probing the PeV region in the astrophysical neutrino spectrum using  $\nu\mu$  from the Southern sky // *Phys. Rev. D.* — 2025. — Vol. 112, no. 1. — P. 012022.
- [19] *Aiello S. et al.* Observation of an ultra-high-energy cosmic neutrino with KM3NeT // *Nature.* — 2025. — Vol. 638, no. 8050. — Pp. 376–382. — [Erratum: *Nature* 640, E3 (2025)].
- [20] *Alekseev E. et al.* Detection of the neutrino signal From SN1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope // *Phys. Lett. B.* — 1988. — Vol. 205. — Pp. 209–214.
- [21] *Abe K. et al.* Supernova model discrimination with Hyper-Kamiokande // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 916, no. 1. — P. 15.
- [22] *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Troitsky S. V.* Extreme jet beaming observed in neutrino-associated blazars // *Astrophys. J.* — 2025. — Vol. 991, no. 1. — P. 33.

- [23] *Tomas R., Pas H., Valle J. W. F.* Generalized bounds on majoron-neutrino couplings // *Phys. Rev. D.* — 2001. — Vol. 64. — P. 095005.
- [24] *Bonilla J., Gavela B., Machado-Rodríguez J.* Limits on ALP-neutrino couplings from loop-level processes // *Phys. Rev. D.* — 2024. — Vol. 109. — P. 055023.
- [25] *Alves A., Dias A. G., Lopes D. D.* Probing ALP-sterile neutrino couplings at the LHC // *J. High Energ. Phys.* — 2020. — Vol. 2020, no. 74.
- [26] *Huang G.-Y., Nath N.* Neutrinophilic axion-like dark matter // *Eur. Phys. J. C.* — 2018. — Vol. 78, no. 11. — P. 922.
- [27] *Beda A. et al.* The results of search for the neutrino magnetic moment in GEMMA experiment // *Adv. High Energy Phys.* — 2012. — Vol. 2012. — P. 350150.
- [28] *Agostini M. et al.* Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 96, no. 9. — P. 091103.
- [29] *Studenikin A. et al.* Potentialities of a low-energy detector based on  $^4\text{He}$  evaporation to observe atomic effects in coherent neutrino scattering and physics perspectives // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 100, no. 7. — P. 073014.
- [30] *Kouzakov K., Studenikin A.* Electromagnetic properties of massive neutrinos in low-energy elastic neutrino-electron scattering // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 95, no. 5. — P. 055013. — [Erratum: *Phys.Rev.D* 96, 099904 (2017)].
- [31] *Kouzakov K., Lazarev F., Studenikin A.* Effects of neutrino electromagnetic properties and spin polarization in elastic neutrino–nucleon scattering // *Int. J. Mod. Phys. E.* — 2025. — Vol. 34, no. 02n03. — P. 2541001.
- [32] *Stankevich K., Studenikin A., Vyalkov M.* Generalized Lindblad master equation for neutrino evolution // *Phys. Rev. D.* — 2025. — Vol. 111, no. 3. — P. 036014.
- [33] *Loreti F. N., Balantekin A. B.* Neutrino oscillations in noisy media // *Phys. Rev. D.* — 1994. — Vol. 50. — Pp. 4762–4770.

- [34] *Burgess C.P., Michaud D.* Neutrino propagation in a fluctuating sun // *Annals of Physics.* — 1997. — Vol. 256. — Pp. 1–38.
- [35] *Benatti F., Floreanini R.* Dissipative neutrino oscillations in randomly fluctuating matter // *Phys. Rev. D.* — 2005. — Vol. 71. — P. 013003.
- [36] *Dvornikov M.* Interaction of supernova neutrinos with stochastic gravitational waves // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 104, no. 4. — P. 043018.
- [37] *Popov A., Studenikin A.* Manifestations of nonzero Majorana CP-violating phases in oscillations of supernova neutrinos // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 103, no. 11. — P. 115027.
- [38] *Lichkunov A., Stankevich K., Studenikin A.* Neutrino quantum decoherence in a fluctuating ALPs field // *Phys. Rev. D.* — 2025. — Dec. — Vol. 112. — P. 123007.
- [39] *Lichkunov A., Popov A., Studenikin A.* Three-flavor neutrino oscillations in a magnetic field // *International Journal of Modern Physics A.* — 2026. — Vol. 41, no. 02. — P. 2650015.
- [40] *Lichkunov A., Studenikin A.* Neutrino mixing angle and neutrino oscillation in axion-like particles matter. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* — 2024. — Vol. 79. — Pp. 304–307.
- [41] *Popov A., Lichkunov A., Studenikin A.* Neutrino eigenstates and oscillations in a magnetic field // *PoS.* — 2020. — Vol. EPS-HEP2019. — P. 415.
- [42] *Lichkunov A., Popov A., Studenikin A.* Neutrino oscillations in a magnetic field: the three-flavor case // *PoS.* — 2021. — Vol. ICHEP2020. — P. 208.
- [43] *Popov A., Lichkunov A., Studenikin A.* Interplay of neutrino spin and three-flavour oscillations in a magnetic field // *PoS.* — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 197.
- [44] *Lichkunov A. et al.* Neutrino decay processes and flavour oscillations // *PoS.* — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 202.
- [45] *Lichkunov A. et al.* Neutrino quantum decoherence engendered by neutrino decay to photons, familons and gravitons // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2021. — dec. — Vol. 2156, no. 1. — P. 012240.

- [46] *Majorana E.* Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone // *Nuovo Cim.* — 1937. — Vol. 14. — Pp. 171–184.
- [47] *Dolinski M., Poon A., Rodejohann W.* Neutrinoless double-beta decay: status and prospects // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2019. — Vol. 69. — Pp. 219–251.
- [48] *Adams D. et al.* New direct limit on neutrinoless double beta decay half-life of Te128 with CUORE // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 129, no. 22. — P. 222501.
- [49] *King S.* Neutrino mass models // *Rept. Prog. Phys.* — 2004. — Vol. 67. — Pp. 107–158.
- [50] *Bilenky S. M.* Majorana neutrino mixing // *J. Phys. G.* — 2006. — Vol. 32. — P. R127.
- [51] *Pontecorvo B.* Mesonium and anti-mesonium // *Sov. Phys. JETP.* — 1957. — Vol. 6. — P. 429.
- [52] *Pontecorvo B.* Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1957. — Vol. 34. — P. 247.
- [53] *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.* Remarks on the unified model of elementary particles // *Prog. Theor. Phys.* — 1962. — Vol. 28. — Pp. 870–880.
- [54] *Gribov V., Pontecorvo B.* Neutrino astronomy and lepton charge // *Phys. Lett. B.* — 1969. — Vol. 28. — P. 493.
- [55] *Bilenky S., Pontecorvo B.* Quark-Lepton analogy and neutrino Oscillations // *Phys. Lett. B.* — 1976. — Vol. 61. — P. 248.
- [56] *Esteban I. Gonzalez-Garcia M.C. Maltoni M. et al.* NuFit-6.0: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. // *J. High Energ. Phys.* — 2025. — Vol. 2024, no. 216.
- [57] *Bilenky S., Hosek J., Petcov S.* On oscillations of neutrinos with Dirac and Majorana masses // *Phys. Lett. B.* — 1980. — Vol. 94. — Pp. 495–498.
- [58] *Langacker P., Petcov S. et al.* Implications of the Mikheev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) mechanism of amplification of neutrino oscillations in matter // *Nucl. Phys. B.* — 1987. — Vol. 282. — Pp. 589–609.

- [59] *Jarlskog C.* Commutator of the quark mass matrices in the Standard Electroweak Model and a measure of maximal  $CP$  nonconservation // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 55. — P. 1039.
- [60] *Abe K. et al.* Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations // *Nature.* — 2020. — Vol. 580, no. 7803. — Pp. 339–344. — [Erratum: *Nature* 583, E16 (2020)].
- [61] *Acero M. et al.* First measurement of neutrino oscillation parameters using neutrinos and antineutrinos by NOvA // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123, no. 15. — P. 151803.
- [62] *Abi B. et al.* Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), far detector technical design report, Volume I Introduction to DUNE // *JINST.* — 2020. — Vol. 15, no. 08. — P. T08008.
- [63] *Branco G., Felipe R., Joaquim F.* Leptonic  $CP$  violation // *Rev. Mod. Phys.* — 2012. — Vol. 84. — Pp. 515–565.
- [64] *Wolfenstein L.* Neutrino oscillations in matter // *Phys. Rev. D.* — 1978. — Vol. 17. — Pp. 2369–2374.
- [65] *Ioannisian A., Pokorski S.* Three neutrino oscillations in matter // *Phys. Lett. B.* — 2018. — Vol. 782. — Pp. 641–645.
- [66] *Ohlsson T., Snellman H.* Three flavor neutrino oscillations in matter // *J. Math. Phys.* — 2000. — Vol. 41. — Pp. 2768–2788. — [Erratum: *J. Math. Phys.* 42, 2345 (2001)].
- [67] *Mikheyev S., Smirnov A.* Resonance amplification of oscillations in matter and spectroscopy of solar neutrinos // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1985. — Vol. 42. — Pp. 913–917.
- [68] *Workman R. et al.* Review of particle physics // *PTEP.* — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
- [69] *Raffelt G.* Supernova neutrino oscillations // *Phys. Scripta T.* — 2005. — Vol. 121. — Pp. 102–105.

- [70] *Pal P.* Particle physics confronts the solar neutrino problem // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 1992. — Vol. 7. — Pp. 5387–5460.
- [71] *Jacobson M., Ohlsson T.* Extrinsic CPT violation in neutrino oscillations in matter // *Phys. Rev. D.* — 2004. — Vol. 69. — P. 013003.
- [72] *An F. et al.* Neutrino physics with JUNO // *J. Phys. G.* — 2016. — Vol. 43, no. 3. — P. 030401.
- [73] *Aker M. et al.* Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity // *Nature Phys.* — 2022. — Vol. 18, no. 2. — Pp. 160–166.
- [74] *Alam S. et al.* Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the Apache Point Observatory // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 103, no. 8. — P. 083533.
- [75] *Aghanim N. et al.* Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 641. — P. A6. — [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].
- [76] *Di Valentino E., Melchiorri A., Silk J.* Beyond six parameters: extending  $\Lambda$ CDM // *Phys. Rev. D.* — 2015. — Vol. 92, no. 12. — P. 121302.
- [77] *Di Valentino E., Melchiorri A.* Neutrino mass bounds in the era of tension cosmology // *Astrophys. J. Lett.* — 2022. — Vol. 931, no. 2. — P. L18.
- [78] *Boyle A., Komatsu E.* Deconstructing the neutrino mass constraint from galaxy redshift surveys // *JCAP.* — 2018. — Vol. 03. — P. 035.
- [79] *Agostini M. et al.* Final results of GERDA on the search for neutrinoless double- $\beta$  Decay // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 125, no. 25. — P. 252502.
- [80] *Gando A. et al.* Search for Majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with KamLAND-Zen // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 117, no. 8. — P. 082503. — [Addendum: *Phys. Rev. Lett.* 117, 109903 (2016)].
- [81] *Fujikawa K., Shrock R.* The magnetic moment of a massive neutrino and neutrino spin rotation // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — Vol. 45. — P. 963.

- [82] *Shrock R.* Electromagnetic properties and decays of dirac and majorana neutrinos in a general class of gauge theories // *Nucl. Phys. B.* — 1982. — Vol. 206. — Pp. 359–379.
- [83] *Nieves J.* Electromagnetic properties of Majorana neutrinos // *Phys. Rev. D.* — 1982. — Vol. 26. — Pp. 3152–3158.
- [84] *Kayser B.* Majorana neutrinos and their electromagnetic properties // *Phys. Rev. D.* — 1982. — Oct. — Vol. 26. — Pp. 1662–1670.
- [85] *Kayser B.* CPT, CP, and C phases, and their effects, in Majorana-particle processes // *Phys. Rev. D.* — 1984. — Sep. — Vol. 30. — Pp. 1023–1033.
- [86] *Studenikin A.* New bounds on neutrino electric millicharge from limits on neutrino magnetic moment // *EPL.* — 2014. — Vol. 107, no. 2. — P. 21001. — [Erratum: *EPL* 107, 39901 (2014), Erratum: *Europhys.Lett.* 107, 39901 (2014)].
- [87] *Studenikin A., Tokarev I.* Millicharged neutrino with anomalous magnetic moment in rotating magnetized matter // *Nucl. Phys. B.* — 2014. — Vol. 884. — Pp. 396–407.
- [88] *Raffelt G.* Particle physics from stars // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 1999. — Vol. 49. — Pp. 163–216.
- [89] *Studenikin A.* Overview of neutrino electromagnetic properties // *PoS.* — 2022. — Vol. CORFU2021. — P. 057.
- [90] *Studenikin A. et al.* Neutrino Electromagnetic Properties // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2025. — Vol. 75, no. 1. — Pp. 1–33.
- [91] *Glashow S., Iliopoulos J., Maiani L.* Weak interactions with lepton-hadron symmetry // *Phys. Rev. D.* — 1970. — Vol. 2. — Pp. 1285–1292.
- [92] *Dvornikov M., Studenikin A.* Electric charge and magnetic moment of massive neutrino // *Phys. Rev. D.* — 2004. — Vol. 69. — P. 073001.
- [93] *Дворников М., Студеникин А.* Электромагнитные формфакторы массивного нейтрино // *ЖЭТФ.* — 2004. — Vol. 126. — P. 288.

- [94] *Raffelt G.* New bound on neutrino dipole moments from globular cluster stars // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 64. — Pp. 2856–2858.
- [95] *Tortola M., Valle J. et al.* Updating neutrino magnetic moment constraints // *Phys. Lett. B.* — 2016. — Vol. 753. — Pp. 191–198.
- [96] *Czakon M., Gluza J., Zralek M.* Neutrino magnetic moments in left-right symmetric models // *Phys. Rev. D.* — 1999. — Vol. 59. — P. 013010.
- [97] *Fukuyama T., Kikuchi T., Okada N.* Neutrino magnetic moments and minimal supersymmetric SO(10) model // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2004. — Vol. 19. — Pp. 4825–4834.
- [98] *Gozdz M., Kaminski W.* Majorana neutrino magnetic moments in the gauge-mediated supersymmetry breaking MSSM // *Phys. Rev. D.* — 2009. — Vol. 79. — P. 075023.
- [99] *Lindblad G.* On the generators of quantum dynamical semigroups // *Commun. Math. Phys.* — 1976. — Vol. 48. — P. 119–130.
- [100] *De Romeri V. et al.* Neutrino oscillation bounds on quantum decoherence // *J. High Energ. Phys.* — 2023. — Vol. 09. — P. 097.
- [101] *Ternes C. A., Pagliaroli G., Villante F. L.* SN1987A bounds on neutrino quantum decoherence // *Phys. Rev. D.* — 2025. — Vol. 112, no. 6. — P. 063058.
- [102] *Stuttard T., Jensen M.* Neutrino decoherence from quantum gravitational stochastic perturbations // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 102. — P. 115003.
- [103] *Domi A. et al.* Understanding gravitationally induced decoherence parameters in neutrino oscillations using a microscopic quantum mechanical model // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics.* — 2024. — Vol. 2024, no. 11. — P. 006.
- [104] *Gorbunov D., Kalashnikov D.* NICA prospects in searches for light exotics from hidden sectors: The cases of hidden photons and axion-like particles // *Physics Letters B.* — 2024. — Vol. 852. — P. 138599.
- [105] *Brdar V. et al.* Axionlike particles at future neutrino experiments: closing the cosmological triangle // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Vol. 126. — P. 201801.

- [106] *Akita K., Niibo M.* Updated constraints and future prospects on majoron dark matter // *J. High Energ. Phys.* — 2023. — Vol. 2023, no. 132.
- [107] *Garcia-Cely C., Heeck J.* Neutrino lines from majoron dark matter // *J. High Energ. Phys.* — 2017. — Vol. 05. — P. 102.
- [108] *Heeck J., Patel H. H.* Majoron at two loops // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 100. — P. 095015.
- [109] *Reig M., Valle J. W.F., Yamada M.* Light majoron cold dark matter from topological defects and the formation of boson stars // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics.* — 2019. — Vol. 2019, no. 09. — P. 029.
- [110] *Davidson S.* Axions: Bose Einstein condensate or classical field? // *Astroparticle Physics.* — 2015. — Vol. 65.
- [111] *Calibbi L. et al.* Looking forward to lepton-flavor-violating ALPs // *J. High Energ. Phys.* — 2021. — Vol. 2021.
- [112] *Pustoshny P., Studenikin A.* Neutrino spin and spin-flavour oscillations in transversal matter currents with standard and non-standard interactions // *Phys. Rev. D.* — 2018. — Vol. 98, no. 11. — P. 113009.
- [113] *Flambaum V. V., Samsonov I. B.* Fluctuations of atomic energy levels due to axion dark matter // *Phys. Rev. D.* — 2023. — Vol. 108. — P. 075022.
- [114] *Wang B. et al.* Detecting extragalactic axion-like dark matter with polarization measurements of fast radio bursts // *Commun. Phys.* — 2025. — Vol. 8, no. 1. — P. 130.
- [115] *Fiorillo D., Raffelt G., Vitagliano E.* Strong Supernova 1987A Constraints on Bosons Decaying to Neutrinos // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — Vol. 131, no. 2. — P. 021001.
- [116] *Lichkunov A., Popov A., Studenikin A.* The influence of majorons on neutrino oscillations in the presence of a magnetic field and matter // *arXiv:2504.19296 [hep-ph]*. — 2025.
- [117] *Popov A., Studenikin A.* Oscillations and exact states of neutrinos in a magnetic field // *PoS.* — 2019. — Vol. ICHEP2018. — P. 926.

- [118] *Popov A., Studenikin A.* Neutrino eigenstates and flavour, spin and spin-flavour oscillations in a constant magnetic field // *Eur. Phys. J. C.* — 2019. — Vol. 79, no. 2. — P. 144.
- [119] *Pulido J., Akhmedov E.* Resonance spin flavor precession and solar neutrinos // *Astropart. Phys.* — 2000. — Vol. 13. — Pp. 227–244.
- [120] *Akhmedov E., Pulido J.* SNO and the neutrino magnetic moment solution of the solar neutrino problem // *Phys. Lett. B.* — 2000. — Vol. 485. — Pp. 178–186.
- [121] *Akhmedov E., Pulido J.* Solar neutrino oscillations and bounds on neutrino magnetic moment and solar magnetic field // *Phys. Lett. B.* — 2003. — Vol. 553. — Pp. 7–17.
- [122] *Akhmedov E., Pulido J.* Distinguishing magnetic moment from oscillation solutions of the solar neutrino problem with Borexino // *Phys. Lett. B.* — 2002. — Vol. 529. — Pp. 193–198.
- [123] *Voloshin M.* Resonant helicity flip of  $\nu_e$  due to magnetic moment and dynamics of supernova // *Phys. Lett. B.* — 1988. — Vol. 209. — Pp. 360–364.
- [124] *Akhmedov E.* Resonant amplification of neutrino spin rotation in matter and the solar neutrino problem // *Phys. Lett. B.* — 1988. — Vol. 213. — Pp. 64–68.
- [125] *Lim C.-S., Marciano W.* Resonant spin - flavor precession of solar and supernova neutrinos // *Phys. Rev. D.* — 1988. — Vol. 37. — Pp. 1368–1373.
- [126] *Chukhnova A., Lobanov A.* Neutrino flavor oscillations and spin rotation in matter and electromagnetic field // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 013003.
- [127] *Egorov V., Volobuev I.* Quantum field-theoretical description of neutrino oscillations in a magnetic field and the Solar neutrino problem // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2022. — Vol. 135, no. 2. — Pp. 197–208.
- [128] *Dvornikov M., Maalampi J.* Evolution of mixed Dirac particles interacting with an external magnetic field // *Phys. Lett. B.* — 2007. — Vol. 657. — Pp. 217–227.

- [129] *Kouzakov K., Studenikin A. et al.* Spin-flavor oscillations of ultrahigh-energy cosmic neutrinos in interstellar space: The role of neutrino magnetic moments // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 96, no. 10. — P. 103017.
- [130] *Popov A., Studenikin A.* Effects of nonzero Majorana CP phases on oscillations of supernova neutrinos // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2021. — Vol. 2156. — P. 012226.
- [131] *Popov A., Studenikin A.* Oscillations of Majorana neutrinos in supernova and CP violation // *Phys. Part. Nuclei Lett.* — 2024. — Vol. 21. — P. 430–433.
- [132] *Giunti C.* No effect of Majorana phases in neutrino oscillations // *Phys. Lett. B.* — 2010. — Vol. 686. — Pp. 41–43.
- [133] *Fischer T. et al.* Protoneutron star evolution and the neutrino driven wind in general relativistic neutrino radiation hydrodynamics simulations // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 517, no. A80.
- [134] *Aprile E. et al. [XENON].* Search for new physics in electronic recoil data from XENONnT // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Oct. — Vol. 129. — P. 161805.
- [135] *Davidson S.* Axions: Bose Einstein condensate or classical field? // *Astroparticle Physics.* — 2015. — Vol. 65. — Pp. 101–107.
- [136] *Brune T., Pas H.* Massive majorons and constraints on the majoron-neutrino coupling // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 99. — P. 096005.
- [137] *Foster J. W., Rodd N. L., Safdi B. R.* Revealing the dark matter halo with axion direct detection // *Phys. Rev. D.* — 2018. — Vol. 97. — P. 123006.
- [138] *Bera C., Deepthi K. N.* Exploring the nature of neutrinos in a dissipative environment // *Eur. Phys. J. C.* — 2025. — Vol. 85, no. 5. — P. 476.
- [139] *Aiello S. et al.* Search for quantum decoherence in neutrino oscillations with six detection units of KM3NeT/ORCA // *JCAP.* — 2025. — Vol. 03. — P. 039.
- [140] *Barenboim G. et al.* Quantum decoherence effects on precision measurements at DUNE and T2HK // *Phys. Lett. B.* — 2024. — Vol. 852. — P. 138626.
- [141] *Domcke V. et al.* Lepton flavor asymmetries: from the early Universe to BBN // *J. High Energ. Phys.* — 2025. — Vol. 06. — P. 137.

- [142] *Carrasco J. C., Díaz F. N., Gago A. M.* Probing CPT breaking induced by quantum decoherence at DUNE // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 99, no. 7. — P. 075022.
- [143] *Buoninfante L. et al.* Revealing neutrino nature and CPT violation with decoherence effects // *Eur. Phys. J. C.* — 2020. — Vol. 80, no. 11. — P. 1009.
- [144] *Schive H., Chiueh T., Broadhurst T.* Cosmic structure as the quantum interference of a coherent dark wave // *Nature Phys.* — 2014. — Vol. 10. — Pp. 496–499.
- [145] *Centers G. P. et al.* Stochastic fluctuations of bosonic dark matter // *Nature Commun.* — 2021. — Vol. 12, no. 1. — P. 7321.
- [146] *Boddy K. K., Dror J. A., Lam A.* Ultralight dark matter statistics for pulsar timing detection // *Phys. Rev. Lett.* — 2025. — Vol. 135. — P. 101001.
- [147] *Hui L.* Wave dark matter // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 2021. — Vol. 59, no. Volume 59, 2021. — Pp. 247–289.
- [148] *Suzuki Atsuto.* KamLAND and T2K // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 2010. — Vol. 65, no. 1. — Pp. 1–8.
- [149] *Tsutsui T., Nishizawa A.* Observational constraint on axion dark matter in a realistic halo profile with gravitational waves // *Phys. Rev. D.* — 2023. — Vol. 107, no. 10. — P. 103516.
- [150] *Bonilla J., Gavela B., Machado-Rodríguez J.* Limits on ALP-neutrino couplings from loop-level processes // *Phys. Rev. D.* — 2024. — Vol. 109, no. 5. — P. 055023.
- [151] *Funcke L., Raffelt G., Vitagliano E.* Distinguishing Dirac and Majorana neutrinos by their decays via Nambu-Goldstone bosons in the gravitational-anomaly model of neutrino masses // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 015025.
- [152] *Hannestad S., Raffelt G.* Constraining invisible neutrino decays with the cosmic microwave background // *Phys. Rev. D.* — 2005. — Vol. 72. — P. 103514.

- [153] *Zhou S.* Comment on “Astrophysical consequences of a neutrinophilic two-Higgs-doublet model” // *Phys. Rev. D.* — 2011. — Vol. 84. — P. 038701.
- [154] *Berryman J., de Gouvea A., Hernandez D.* Solar neutrinos and the decaying neutrino hypothesis // *Phys. Rev. D.* — 2015. — Vol. 92, no. 7. — P. 073003.
- [155] *Aharmim B. et al.* Constraints on neutrino lifetime from the Sudbury Neutrino Observatory // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 99, no. 3. — P. 032013.
- [156] *Ascencio-Sosa M. et al.* Matter effects in neutrino visible decay at future long-baseline experiments // *Eur. Phys. J. C.* — 2018. — Vol. 78, no. 10. — P. 809.
- [157] *Gago A. et al.* Visible neutrino decay in the light of appearance and disappearance long baseline experiments // *J. High Energ. Phys.* — 2017. — Vol. 11. — P. 022.
- [158] *Farzan Y.* Bounds on the coupling of the majoron to light neutrinos from supernova cooling // *Phys. Rev. D.* — 2003. — Vol. 67. — P. 073015.