



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Добрынина Александра Алексеевна

**Свойства массивного нейтрино
в условиях замагниченной плазмы**

Специальность: 01.04.02 — Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

2016

Работа выполнена на кафедре теоретической физики федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова» (ЯрГУ)

Научный руководитель:

к. ф.-м. н. **Пархоменко Александр Яковлевич**,
доцент, заведующий кафедрой теоретической физики
ЯрГУ, г. Ярославль

Официальные оппоненты:

д. ф.-м. н. **Горбунов Дмитрий Сергеевич**,
профессор РАН, ведущий научный сотрудник
ИЯИ РАН, г. Москва

д. ф.-м. н. **Семикоз Виктор Борисович**,
заведующий отделом теоретической физики
ИЗМИРАН, г. Москва, г. Троицк

Ведущая организация:

Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ),
г. Дубна, Московская обл.

Защита состоится 20 сентября 2016 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 201.002.01 в конференц-зале ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ», а также на сайте института www.itep.ru

Автореферат разослан 19 августа 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физ.-мат. наук

В. В. Васильев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Нейтрино, вследствие малой массы и слабой интенсивности взаимодействия с веществом, не оказывают практически никакого влияния на физику, изучаемую в земных условиях, но могут играть важную, а подчас и доминирующую роль в астрофизике и космологии. В частности, это относится к таким астрофизическим катаклизмам, как взрывы сверхновых и слияние нейтронных звезд в тесных двойных системах. Часто в такого рода катаклизмах образуется очень плотная и горячая среда, находящаяся под воздействием мощных нейтринных потоков. Исследования последних десятилетий показали [1–4], что в такой среде за счет различных механизмов может генерироваться сильное магнитное поле с напряженностью $B \sim 10^{16}$ Гс, что существенно превышает значение напряженности критического магнитного поля электрона $B_e = m_e^2/e \simeq 4.41 \times 10^{13}$ Гс. Наблюдения различных классов нейтронных звезд указывают на значительный разброс значений их магнитных полей [5], причем некоторые из них, называемые магнитарами, по всей видимости, имеют сильные магнитные поля с напряженностями $B \gtrsim 10^{15}$ Гс [6, 7]. Таким образом, для изучения свойств и динамики некоторых астрофизических явлений требуется детальный анализ квантовых процессов с участием нейтрино в присутствии электрон-позитронной плазмы и сильного магнитного поля.

Плазма и магнитное поле, являясь оптически активными средами, могут существенно влиять как на амплитуду, так и на кинематику квантовых процессов, и, следовательно, вероятности процессов могут существенно изменяться [8, 9]. Например, фотон-нейтринное взаимодействие в астрофизической среде может привести к реально наблюдаемым эффектам, таким как нейтринная светимость плазмы за счет процесса $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ [10]. В данном процессе роль плазмы двойка: во-первых, ее присутствие приводит к появлению у фотонов эффективной массы, что делает нейтринный распад фотона разрешенным по кинематике, и, во-вторых, плазма усиливает эффективное

взаимодействие между нейтрино и фотонами. Другим примером может служить радиационный распад массивного нейтрино $\nu_i \rightarrow \nu_j \gamma$, где $m_{\nu_i} > m_{\nu_j}$, который кинематически возможен в вакууме [11]. Однако, наличие внешней активной среды может повлиять как на амплитуду, так и на кинематику процесса, и, следовательно, вероятность распада может измениться [12].

Как в Стандартной модели, так и в ее расширениях у нейтрино, исходно введенного как электронейтральная частица, могут появиться электромагнитные характеристики за счет вакуумных эффектов (на петлевом уровне в квантовой теории поля), например, аномальный магнитный момент [13]. Это открывает возможность взаимодействия нейтрино с электромагнитным полем (фотоном) и заряженными частицами. Очевидно, что теоретическое и экспериментальное изучение электромагнитных свойств нейтрино является мощным инструментом для фундаментальных исследований за рамками Стандартной Модели. Более того, электромагнитные свойства нейтрино могут способствовать проявлению важных эффектов, особенно в астрофизической среде. Эти эффекты тем легче наблюдать, чем большие расстояния нейтрино проходит в вакууме или активной среде.

Среди электромагнитных характеристик нейтрино наиболее изученным и хорошо понятым теоретически является магнитный момент нейтрино μ_ν . На данный момент имеются ограничения на магнитный момент из экспериментов с реакторными, ускорительными и солнечными нейтрино по низкоэнергетическому упругому рассеянию нейтрино или антинейтрино на электронах. Самое строгое верхнее ограничение на магнитный момент нейтрино было получено в реакторном эксперименте Gemma, проводимом на Калининской атомной электростанции, по $(\bar{\nu}_e - e)$ рассеянию [14]:

$$\mu_{\bar{\nu}_e} < 0.29 \times 10^{-10} \mu_B,$$

где $\mu_B = e\hbar/(2m_e c) = 5.8 \times 10^{-9}$ МэВ/Гс — магнетон Бора [15]. Все существующие ограничения на магнитный момент нейтрино на много порядков превосходят теоретическое значение, полученное в 1977 году Б. Ли и Р. Шроком [13] (см. также [16]):

$$\mu_\nu = \frac{3eG_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} \simeq 3.20 \times 10^{-19} \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right) \mu_B,$$

где G_F — константа Ферми и m_ν — масса нейтрино.

Учет электромагнитных свойств нейтрино может существенно изменить ход астрофизических катаклизмов и, как следствие, быть зарегистрированным в наблюдениях. В дополнение, анизотропия в распределении частиц

может сильно повлиять на энергетику астрофизических процессов. Именно поэтому изучение квантовых процессов с участием нейтрино в астрофизической среде представляет огромный интерес.

Данное диссертационное исследование проведено на стыке физики элементарных частиц и астрофизики и посвящено одной из самых загадочных элементарных частиц — нейтрино, квантовые характеристики которой изучаются во внешней активной среде. В качестве такой среды рассматривается магнитное поле и электрон-позитронная плазма с параметрами, которые реализуются в таких астрофизических объектах, как магнитары, или в условиях оболочки сверхновой.

Цель и задачи диссертационного исследования

Основными задачами, рассмотренными в данной диссертации, являются:

- Изучение влияния чистой (без магнитного поля) и сильно замагниченной электронной плазмы на вероятность радиационного распада стерильного нейтрино с массой в несколько десятков кэВ.
- Проведение детального анализа вероятности радиационного распада стерильного нейтрино в сильно замагниченной и чистой (без магнитного поля) электронной плазме с учетом анизотропии дисперсии фотона в среде.
- Получение простых аналитических выражений, описывающих радиационный распад стерильного нейтрино в астрофизических условиях, близких к реальным.
- Вычисление вершинной функции виртуального нейтрино при малом переданном импульсе.
- Проведение анализа электромагнитных свойств массивного нейтрино, находящегося на массовой поверхности.
- Исследование свойств собственно-энергетического оператора массивного нейтрино во внешнем магнитном поле произвольной напряженности вплоть до критического значения магнитного поля W -бозона при произвольном соотношении между массами нейтрино, W -бозона и заряженного лептона.
- Получение выражения для дополнительной энергии, приобретаемой нейтрино во внешнем магнитном поле.

Научная новизна результатов

Следующие результаты, представленные в диссертации, являются новыми:

1. Произведено исследование радиационного распада $\nu_s \rightarrow \nu_a + \gamma$ стерильного нейтрино, представляющего интерес в астрофизике и космологии, с массой в несколько десятков кэВ в сильно замагниченной и чистой (без магнитного поля) электронной плазме. Полученные результаты отличаются от ранее представленных в литературе тем, что впервые было последовательно учтено изменение закона дисперсии фотона, обусловленное наличием внешней активной среды — электронной плазмы. Показано, что плазма оказывает сильное катализирующее воздействие на вероятность распада стерильного нейтрино.
2. Получено выражение для вершинной функции виртуального нейтрино, взаимодействующего с мягкими фотонами, на основе вычисления более простого объекта — собственно-энергетического оператора $\Sigma(p)$ массивного нейтрино в слабом внешнем электромагнитном поле в рамках Стандартной модели взаимодействий частиц. Предполагается, что CP -нарушение в лептонном секторе отсутствует. Электромагнитные характеристики реального нейтрино были получены как предельные значения формфакторов вычисленной вершинной функции. Мнимая часть магнитного момента нейтрино определяет полевую поправку к ширине распада $\nu \rightarrow \ell^- W^+$ и доминирует в окрестности порога реакции.
3. Вычислен собственно-энергетический оператор нейтрино $\Sigma(p)$ во внешнем магнитном поле произвольной напряженности вплоть до критического значения $B_W = m_W^2/e \simeq 1.1 \times 10^{24}$ Гс при произвольном соотношении между массами нейтрино, W -бозона и заряженного лептона. Получено выражение для дополнительной энергии ΔE и магнитного момента μ_ν нейтрино, находящегося во внешнем магнитном поле, используя результат для собственно-энергетического оператора $\Sigma(p)$. Детально изучен предел скрещенного поля, и вычислена вероятность распада $\nu \rightarrow \ell^- W^+$ в подпороговой кинематической области.

Практическая ценность работы

Результаты, полученные в диссертации, представляют интерес для дальнейших теоретических исследований в области астрофизики и физики элементарных частиц, когда изучаемые частицы находятся под воздействием внешних экстремальных условий. Также результаты диссертационного исследования могут быть использованы в образовательных целях как материал для учебной и методической литературы в помощь студентам соответствующих направлений подготовки в Университете.

Методология и методы исследования

При проведении исследований использовались известные методы квантовой теории поля и теоретические разработки физики элементарных частиц, развитые как для вакуума, так и для внешней активной среды.

Личный вклад автора

Автором вычислена вероятность радиационного распада стерильного нейтрино в электронной плазме, проведен численный анализ вероятности, получен собственнно-энергетический оператор массивного нейтрино в магнитном поле, найдена вершинная функция виртуального нейтрино во внешнем магнитном поле, а также вычислена вероятность распада массивного нейтрино на W -бозон и заряженный лептон.

Результаты, выносимые на защиту

- Проведено теоретическое исследование радиационного распада стерильного нейтрино в чистой (без магнитного поля) и сильно замагниченной электронной плазме. Полученные результаты отличаются от ранее представленных в литературе тем, что впервые было последовательно учтено изменение закона дисперсии фотона, обусловленное наличием внешней активной среды — электронной плазмы. Проанализирована вероятность радиационного распада стерильного нейтрино с учетом анизотропии дисперсии фотона в нерелятивистской плазме как в отсутствие магнитного поля, так и в случае наличия сильного магнитного поля, когда все электроны плазмы находятся на основном уровне Ландау.

- Вычислена вершинная функция виртуального нейтрино, взаимодействующего с мягкими фотонами. Произведен детальный анализ электромагнитных свойств массивного нейтрино, находящегося на массовой поверхности. Получено выражение для вакуумного магнитного момента реального нейтрино при произвольном соотношении между массами нейтрино, заряженного лептона и W -бозона. Вычислена полевая поправка к ширине распада $\nu \rightarrow \ell^- W^+$.
- Вычислен собственно-энергетический оператор массивного нейтрино во внешнем магнитном поле произвольной напряженности вплоть до критического значения магнитного поля W -бозона при произвольном соотношении между массами нейтрино, W -бозона и заряженного лептона. На основе полученного выражения для собственно-энергетического оператора вычислена полевая поправка к магнитному моменту массивного нейтрино, а также дополнительная энергия нейтрино, возникающая во внешнем магнитном поле. Рассмотрен также предел скрещенного поля.

Представленные в диссертационном исследовании результаты являются оригинальными и новыми.

Апробация результатов

Основные результаты диссертации докладывались лично автором на следующих российских и международных конференциях, школах и семинарах:

- XV International Baksan School «Particles and Cosmology» (г. Троицк, 2011)
- Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (г. Москва, 2010, 2011, 2014, 2015)
- Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (г. Москва, 2011)
- Расширенный семинар ИКИ РАН «Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике» (г. Таруса, 2012, 2014)
- Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics (п. Большие Коты, Иркутская обл., 2012)

Автор докладывал результаты исследований на научных семинарах теоретического отдела ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» (г. Москва), Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ (г. Дубна, Московская обл.) и кафедры теоретической физики ЯрГУ им. П. Г. Демидова.

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 5 работах в изданиях, рекомендованных ВАК. Список работ приведен в конце автореферата.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из Введения, трех глав, Заключения и трех приложений. Список цитируемой литературы включает 191 наименование. Общий объем диссертации составляет 126 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность выбранной темы исследования, приведены общие характеристики диссертации, дан краткий обзор диссертационной работы. Каждая глава также сопровождается введением.

Первая глава посвящена детальному анализу радиационного распада массивного стерильного нейтрино на активное нейтрино и фотон в условиях как чистой (без магнитного поля), так и сильно замагниченной плазмы при учете изменения закона дисперсии фотона в активной среде.

Во Введении к первой главе (раздел 1.1) обсуждается актуальность исследований радиационного распада стерильного нейтрино, и делается обзор имеющейся литературы по выбранной теме.

В разделе 1.2 произведен расчет вероятности радиационного распада стерильного нейтрино $\nu_s \rightarrow \nu_a + \gamma$ в нерелятивистской вырожденной электронной плазме без магнитного поля с учетом анизотропии дисперсии фотона. Предполагается, что масса стерильного нейтрино лежит в интервале 1–50 кэВ в соответствии с ограничениями, следующими из космологии. Проводится аналогия между амплитудами радиационного распада нейтрино и комптоновского рассеяния фотона на электронах плазмы. Из амплитуды комптоновского процесса выделен эффективный поляризационный тензор фотона, с помощью которого записана амплитуда распада нейтрино. Проанализирована аксиально-векторная часть амплитуды распада и показано,

что она подавлена отношением массы стерильного нейтрино к массе электрона или химическому потенциалу электронной плазмы. В такой плазме возникает существенное усиление вероятности распада $\nu_s \rightarrow \nu_a + \gamma$ по сравнению с вероятностью распада в вакууме, которая задается выражением:

$$W_{\text{vac}} = \frac{9\alpha G_F^2}{2048\pi^4} m_s^5 \sin^2(2\theta_s),$$

где α — постоянная тонкой структуры, G_F — постоянная Ферми, m_s — масса стерильного нейтрино, θ_s — угол смешивания стерильного нейтрино с активным, и массой активного нейтрино пренебрегается. Численное значение этой вероятности мало:

$$W_{\text{vac}} = 1.8 \times 10^{-54} \text{ эВ} \left(\frac{m_s}{10 \text{ кэВ}} \right)^5 \left(\frac{\theta_s}{10^{-11}} \right)^2,$$

и дает очень большое время жизни стерильного нейтрино:

$$\tau_{\text{vac}} = 1.2 \times 10^{37} \text{ лет} \left(\frac{10 \text{ кэВ}}{m_s} \right)^5 \left(\frac{10^{-11}}{\theta_s} \right)^2.$$

Для сравнения, время жизни Вселенной составляет $\tau_{\text{Univ}} = 1.37 \times 10^{10}$ лет, т. е. по отношению к этому распаду стерильное нейтрино стабильно.

В разделе 1.3 произведен расчет вероятности радиационного распада стерильного нейтрино $\nu_s \rightarrow \nu_a + \gamma$ в сильно замагниченной электронной вырожденной плазме с учетом анизотропии дисперсии фотона, специфичной для этой плазмы. Стоит отметить, что в пределе сильно замагниченной плазмы фотон-нейтринное взаимодействие определяется только электронами, занимающими основной уровень Ландау. В этом случае лагранжиан взаимодействия нейтрино с заряженными лептонами, имеющий как векторную, так и аксиально-векторную части, можно свести к чисто векторному. Отличие от электромагнитного лагранжиана взаимодействия заряженных лептонов сводится к замене фотонного поля на нейтринный ток. В этом случае также можно использовать поляризационный тензор фотона для построения амплитуды радиационного распада $\nu_s \rightarrow \nu_a + \gamma$. Однако, собственные значения, как и собственные векторы для этого тензора отличаются от тех, что были использованы в чистой плазме. С надлежащим учетом изменений была вычислена вероятность радиационного распада. Произведен сравнительный анализ вероятности распада в сильно замагниченной электронной плазме и плазме без магнитного поля для случая, когда скорость электронов плазмы мала, т. е. плазма нерелятивистская. Результаты сравнения представлены на

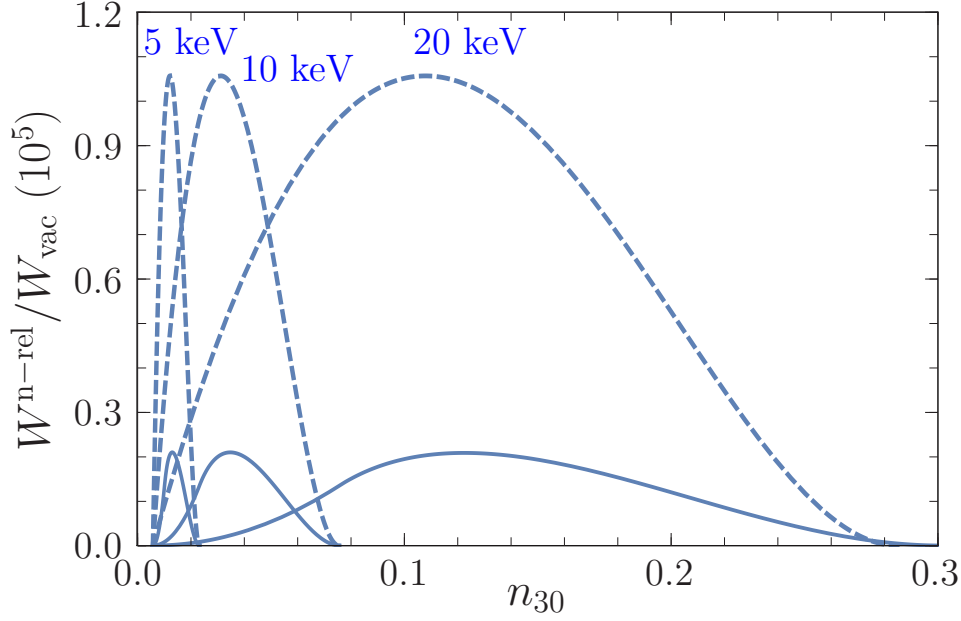


Рис. 1: Вероятность радиационного распада стерильного нейтрино для фиксированных значений массы стерильного нейтрино как функция концентрации электронов плазмы $n_{30} = n_e/(10^{30} \text{ см}^{-3})$. *Штриховые линии:* электронная плазма без магнитного поля. *Сплошные линии:* сильно замагниченная плазма $B = B_e = 4.41 \times 10^{13} \text{ Гс}$.

рис. 1. Показано, что плазма оказывает катализирующее воздействие на вероятность распада стерильного нейтрино. В случае незамагниченной плазмы увеличение вероятности распада над вакуумным значением намного превосходит аналогичное увеличение в сильно замагниченной плазме. Это можно объяснить тем, что сильное магнитное поле уменьшает вероятность распада потому, что у электронов замагниченной плазмы имеется только одна степень свободы вдоль вектора напряженности магнитного поля, а в поперечном направлении степени свободы отсутствуют, т. к. электроны находятся на основном уровне Ландау.

В Заключение к данной главе перечислены основные результаты проведенного исследования.

Вторая глава посвящена вычислению вершинной функции виртуального нейтрино, взаимодействующего с мягкими фотонами.

Во Введении (раздел 2.1) к данной главе обсуждаются электромагнитные характеристики нейтрино, в частности, магнитный момент нейтрино и их связь с вершинной функцией нейтрино. Приведены существующие на магнитный момент экспериментальные и астрофизические ограничения.

В разделе 2.2 выражение для вершинной функции получаем на основе вычисления более простого объекта — собственно-энергетического операто-

ра $\Sigma(p)$ массивного нейтрино в слабом внешнем электромагнитном поле в рамках Стандартной модели взаимодействий частиц. Предполагается, что CP -нарушение в лептонном секторе отсутствует.

Собственно-энергетический оператор определяется амплитудой диагонального перехода $\nu \rightarrow \nu$ само в себя:

$$\mathcal{M}_{\nu \rightarrow \nu} = -\bar{u}(p) \Sigma_B(p) u(p),$$

где $u(p)$ — биспинор, описывающий нейтрино с 4-импульсом p^μ . Вклад внешнего электромагнитного поля в процесс перехода $\nu \rightarrow \nu$ обусловлен квантовыми процессами с участием частиц, чувствительных к внешнему электромагнитному полю, а именно, процессами с обменом W -бозоном и скалярным заряженным Φ -бозоном. Используя стандартный лагранжиан взаимодействия фермионов и заряженных бозонов, а также пропагаторы заряженного лептона, W - и Φ -бозонов в линейном по полю приближении в R_ξ -калибровке, получаем $\Sigma_B(p)$ для виртуального нейтрино:

$$\begin{aligned} \Sigma_B(p) = & \Sigma_0(p) + \frac{i}{4} (\hat{p} - m_\nu) (\gamma F \gamma) \{f_1(p^2) + f_2(p^2) \gamma_5\} + \\ & + \frac{i m_\nu}{4} (\gamma F \gamma) f_3(p^2) + \frac{i}{4} (\gamma F \gamma) \{f_1(p^2) - f_2(p^2) \gamma_5\} (\hat{p} - m_\nu), \end{aligned}$$

где Σ_0 — не зависящая от внешнего поля часть массового оператора, m_ν — масса нейтрино, $F_{\alpha\beta}$ — тензор внешнего электромагнитного поля. Функции $f_1(p^2)$, $f_2(p^2)$ и $f_3(p^2)$ имеют вид однократных интегралов, в которых имеется явная зависимость от параметра калибровки ξ .

В разделе 2.3 рассматривается связь между собственно-энергетическим оператором виртуального нейтрино и нейтринной вершинной функцией. Оператор $\Sigma_B(p)$ записываем в виде разложения по полю $F_{\alpha\beta}$:

$$\Sigma_B(p) = \Sigma_0 + \frac{\partial \Sigma(p)}{\partial F_{\alpha\beta}} F_{\alpha\beta} + \dots$$

При рассмотрении медленно изменяющегося поля можно заменить тензор электромагнитного поля согласно формуле:

$$F_{\alpha\beta} \Rightarrow -i (q_\alpha \varepsilon_\beta - q_\beta \varepsilon_\alpha) .$$

Здесь ε_α — 4-вектор поляризации фотона, q_α — 4-импульс фотона. В результате собственно-энергетический оператор $\Sigma_B(p)$ можно переписать в следующем виде:

$$\Sigma_B(p) = \Sigma_0(p) + \Lambda_\beta \varepsilon^\beta + \dots,$$

где явно видна его связь с вершинной функцией Λ_β . Вершинная функция виртуального нейтрино в пределе относительно малого переданного импульса, т. е. $q_\mu \ll m_W$:

$$\Lambda_\beta = -\frac{m_\nu}{2} f_3(p^2) (\sigma q)_\beta - \frac{1}{2} (\hat{p} - m_\nu) (\sigma q)_\beta \left[f_1(p^2) + f_2(p^2) \gamma_5 \right] - \frac{1}{2} (\sigma q)_\beta \left[f_1(p^2) - f_2(p^2) \gamma_5 \right] (\hat{p} - m_\nu),$$

где $(\sigma q)_\beta = \sigma_{\beta\alpha} q^\alpha$. Заметим, что функции $f_1(p^2)$, $f_2(p^2)$ и $f_3(p^2)$ являются калибровочно зависимыми, а значит, вершинная функция и собственно-энергетический оператор также калибровочно зависимы.

В разделе 2.4 анализируются электромагнитные характеристики массивного нейтрино, находящегося на массовой поверхности, как предельные значения форм-факторов вычисленной вершинной функции $\Lambda_\beta(p)$. Как и следовало ожидать, заряд нейтрино Q_ν и его электрический дипольный момент d_ν обращаются в ноль, и только магнитный дипольный момент μ_ν не равен нулю, если у нейтрино имеется масса. Получено выражение для вакуумного магнитного момента нейтрино при произвольном соотношении между массами нейтрино, заряженного лептона и W -бозона, которое является калибровочно инвариантным:

$$\mu_\nu = \frac{e G_F m_\nu}{8 \sqrt{2} \pi^2} \left[1 + \int_0^1 dx \frac{m_\ell^2 x^2 + m_W^2 (1-x)(3-2x)}{m_\ell^2 x + m_W^2 (1-x) - m_\nu^2 x(1-x)} \right],$$

где m_ℓ , m_ν и m_W — массы заряженного лептона, нейтрино и W -бозона соответственно.

В зависимости от соотношения между массами частиц получены точные аналитические выражения для магнитного момента нейтрино. При $m_\nu < |m_W - m_\ell|$, т. е. в пределе, когда масса нейтрино является наименьшим параметром задачи, значение магнитного момента μ_ν в точности воспроизводит результат работы [17]. Наложив дополнительное условие $m_\ell^2 \ll m_W^2$ на массы частиц Стандартной модели [15], воспроизводится хорошо известное в литературе значение магнитного момента массивного нейтрино [13, 16]:

$$\mu_\nu^{(0)} = \frac{3e G_F m_\nu}{8 \sqrt{2} \pi^2}.$$

В разделе 2.5 приведено независимое вычисление собственно-энергетического оператора нейтрино, находящегося на массовой поверхности, в R_ξ -калибровке. Получено выражение для магнитного момента нейтрино, которое в точности совпадает с результатом для μ_ν , приведенным выше.

В Заключении к данной главе перечислены основные результаты, полученные в ходе реализации исследования.

В **третьей главе** вычислен собственно-энергетический оператор массивного нейтрино $\Sigma(p)$ во внешнем магнитном поле произвольной напряженности вплоть до критического значения $B_W = m_W^2/e \simeq 1.1 \times 10^{24}$ Гс при произвольном соотношении между массами нейтрино, W -бозона и заряженного лептона.

Во Введении к третьей главе (раздел 3.1) обсуждается важность и необходимость учета влияния магнитного поля на дисперсионные свойства частиц. Дан обзор литературы, в которой исследовался собственно-энергетический оператор стандартного (легкого) нейтрино во внешнем магнитном поле.

В разделе 3.2 дано описание метода вычисления собственно-энергетического оператора нейтрино $\Sigma(p)$ во внешнем магнитном поле произвольной напряженности. В отличие от предыдущей главы, при вычислении оператора использованы пропагаторы заряженного лептона, W -бозона и заряженного скаляра, записанные в формализме собственного времени Фока-Швингера в постоянном и однородном магнитном поле [18, 19]. Отметим, что в таком формализме вклад поля учитывается точно.

Собственно-энергетический оператор $\Sigma(p)$ можно представить в виде разложения по линейно независимым ковариантным структурам [12]:

$$\begin{aligned} \Sigma(p) = & \left[\mathcal{A}_L(p\gamma) + \mathcal{B}_L e^2 (p\tilde{F}\tilde{F}\gamma) + \mathcal{C}_L e (p\tilde{F}\gamma) \right] L + \\ & + \left[\mathcal{A}_R(p\gamma) + \mathcal{B}_R e^2 (p\tilde{F}\tilde{F}\gamma) + \mathcal{C}_R e (p\tilde{F}\gamma) \right] R + \\ & + m_\nu [\mathcal{K}_1 + i\mathcal{K}_2 e (\gamma F \gamma)], \end{aligned}$$

где $L, R = (1 \pm \gamma_5)/2$ — левая и правая киральные проекции фермионных полей, $p_\alpha = (E, p_1, p_2, p_3)$ — четырехмерный импульс нейтрино, и $\tilde{F}_{\alpha\beta}$ — дуальный тензор внешнего электромагнитного поля. Здесь использованы стандартные матричные обозначения для произведения тензоров в пространстве Минковского, например, $(p\gamma) = p_\alpha \gamma^\alpha$, $(\gamma F \gamma) = \gamma_\alpha F^{\alpha\beta} \gamma_\beta$, и т. д. Коэффициенты $\mathcal{A}_{L,R}$, $\mathcal{B}_{L,R}$, $\mathcal{C}_{L,R}$ и $\mathcal{K}_{1,2}$ в выражении для $\Sigma(p)$ были вычислены при произвольном соотношении между массами нейтрино, W -бозона и заряженного лептона в условиях внешнего магнитного поля произвольной напряженности и записаны в виде двукратных интегралов по безразмерным параметрам, связанным с переменными собственного времени в пропагаторах заряженных частиц.

Собственно-энергетический оператор нейтрино $\Sigma(p)$ позволяет определить дополнительную энергию ΔE , приобретаемую нейтрино во внешнем

магнитном поле:

$$\Delta E = \frac{1}{2E} \text{Sp} [\Sigma(p) \rho(p)],$$

где E — энергия нейтрино в вакууме. Для матрицы плотности $\rho(p)$ массивного нейтрино, имеющего определенную поляризацию, было выбрано стандартное выражение [20, 21]:

$$\rho(p) = u(p)\bar{u}(p) = \frac{1}{2} (\hat{p} + m_\nu) (1 + \hat{s}\gamma_5),$$

где s^μ — четырехмерный вектор поляризации нейтрино:

$$s^\mu = \left(\frac{(\mathbf{p}\boldsymbol{\xi})}{m_\nu}, \boldsymbol{\xi} + \frac{\mathbf{p}(\mathbf{p}\boldsymbol{\xi})}{m_\nu(E + m_\nu)} \right),$$

где $\boldsymbol{\xi}$ — вектор удвоенного среднего спина массивного нейтрино, находящегося в покое. Используя этот вектор поляризации и выбирая систему отсчета, в которой отсутствует электрическая составляющая электромагнитного поля, а нейтрино совершает движение со скоростью $\mathbf{V} = \mathbf{p}/E$, энергию ΔE можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \Delta E = & \frac{1}{2E} \left[m_\nu^2 (\bar{\mathcal{A}}_L + \bar{\mathcal{A}}_R + 2\bar{\mathcal{K}}_1) + e^2 B^2 p_\parallel^2 (\mathcal{B}_L + \mathcal{B}_R) \right] + \\ & + \frac{p_\parallel^2}{2E} e^2 B^2 (\mathcal{B}_R - \mathcal{B}_L) (\mathbf{V}\boldsymbol{\xi}) - \\ & - \frac{em_\nu}{2} [\mathcal{C}_L - \mathcal{C}_R + 4\mathcal{K}_2 + e(\mathcal{B}_R - \mathcal{B}_L)(\mathbf{B}\mathbf{V})] \left[(\mathbf{B}_t\boldsymbol{\xi}) + \frac{m_\nu}{E} (\mathbf{B}_t\boldsymbol{\xi}) \right], \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{B}_{l,t}$ — продольная и поперечная по отношению к скорости нейтрино \mathbf{V} компоненты вектора магнитного поля \mathbf{B} и $p_\parallel^2 = E^2 - p_\perp^2$. Таким образом, для дополнительной энергии нейтрино получилось три типа слагаемых: первое слагаемое не зависит от спина нейтрино, второе — пропорционально спиральности нейтрино, и третье описывает корреляцию спина нейтрино с внешним магнитным полем. Отметим, что в коэффициентах $\bar{\mathcal{A}}_{L,R} = \mathcal{A}_{L,R}(B) - \mathcal{A}_{L,R}(0)$ и $\bar{\mathcal{K}}_1 = \mathcal{K}_1(B) - \mathcal{K}_1(0)$ содержится чисто полевой вклад.

В разделе 3.3 вычислена полевая поправка к магнитному моменту массивного нейтрино. Рассматривается предел скрещенного поля, который соответствует случаю, когда напряженность магнитного поля стремится к нулю ($B \rightarrow 0$), а величина поперечного по отношению к магнитному полю импульса нейтрино \mathbf{p}_\perp стремится к бесконечности. В этом случае только динамический параметр $\chi = e(pFFp)^{1/2}/m_W^3 = eB|\mathbf{p}_\perp|/m_W^3$ остается отличным от нуля.

В пределе малого динамического параметра, $\chi \ll 1$, магнитный момент нейтрино можно представить в виде суммы двух слагаемых. Первое слагаемое соответствует вакуумному магнитному моменту нейтрино, не зависящему от напряженности магнитного поля. Аналитическое выражение этой части магнитного момента было приведено в главе 2, в которой также представлен его анализ в зависимости от соотношения между массами нейтрино, заряженного лептона и W -бозона. Второе слагаемое определяет индуцируемый скрещенным электромагнитным полем магнитный момент нейтрино, где вся полевая зависимость определяется динамическим параметром χ :

$$\mu_\nu(B) = \frac{em_\nu G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} \chi^2 \int_0^1 du u^2 (1-u^2) \frac{(1-u) [\lambda(2-u) - \nu u] + 2u(1+u)}{[u + \lambda(1-u) - \nu u(1-u)]^4},$$

где $\lambda = m_\ell^2/m_W^2$ и $\nu = m_\nu^2/m_W^2$. Если считать, что $m_\nu \ll m_\ell \ll m_W$, а $\chi^2 \ll \lambda^2$, то выражение для магнитного момента нейтрино в пределе скрещенного поля совпадает с результатом работы [22].

В разделе 3.4 вычислена вероятность распада массивного нейтрино на W -бозон и заряженный лептон в скрещенном электромагнитном поле как предельный случай полученных выражений при условии, что динамический параметр доминирует.

В Заключении к данной главе перечислены основные результаты проведенного исследования.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

В **Приложении А** кратко рассматривается ковариантный формализм, который удобно использовать при проведении вычислений в постоянном однородном магнитном поле, а также приводятся некоторые свойства операторов Π_\pm проекции спина на направление поля, использование которых упрощает расчет вероятности радиационного распада стерильного нейтрино и вычисление собственно-энергетического оператора нейтрино.

В **Приложении Б** представлен развернутый анализ вкладов векторного и аксиально-векторного токов в амплитуду распада $\nu_s \rightarrow \nu_a + \gamma$ в электронной плазме, эффектами магнитного поля в которой можно пренебречь.

В **Приложении В** приведены аналитические выражения для вероятности радиационного распада стерильного нейтрино в релятивистской сильно замагниченной электронной плазме.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. A. A. Dobrynina, N. V. Mikheev, and G. G. Raffelt. Radiative decay of keV-mass sterile neutrinos in a strongly magnetized plasma // *Phys. Rev. D*. 2014. V. 90. No. 11. P. 113015 (9 pages).
2. A. A. Dobrynina, N. V. Mikheev, and E. N. Narynskaya. Vertex function of virtual neutrino at small momentum transferred // *Int. J. Mod. Phys. A*. 2012. V. 27. No. 28. P. 1250167 (9 pages).
3. А. А. Добрынина, Н. В. Михеев. Собственно-энергетический оператор массивного нейтрино во внешнем магнитном поле // *ЖЭТФ*. 2014. Т. 145. №1. С. 65-76.
4. А. А. Добрынина, Н. В. Михеев, Е. Н. Нарынская. Электромагнитные свойства массивного нейтрино // *Ядерная физика*. 2013. Т. 76. №10. С. 1311-1314.
5. А. А. Добрынина, Н. В. Михеев, Е. Н. Нарынская. Массовый оператор нейтрино и его магнитный момент // *Ядерная физика*. 2013. Т. 76. №11. С. 1417-1420.

Список литературы

- [1] Moiseenko S. G., Bisnovatyi-Kogan G. S. Development of the magneto-differential-rotational instability in magnetorotational supernova // *Astronomy Reports*. 2015. Vol. 59. P. 573–580.
- [2] Sawai H., Yamada S. The Evolution and Impacts of Magnetorotational Instability in Magnetized Core-Collapse Supernovae // *Astrophys. J.* 2016. Vol. 817. P. 153. arXiv:astro-ph.HE/1504.03035.
- [3] Barkov M. V., Komissarov S. S. Close Binary Progenitors of Long Gamma Ray Bursts // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 401. P. 1644–1656. arXiv:astro-ph.HE/0908.0695.
- [4] Zalamea I., Beloborodov A. M. Neutrino Heating Near Hyper-Accreting Black Holes // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2011. Vol. 410. P. 2302. arXiv:astro-ph.HE/1003.0710.

- [5] Olausen S. A., Kaspi V. M. The McGill Magnetar Catalog // *Astrophys. J. Suppl.* 2014. Vol. 212. P. 6. arXiv:astro-ph.HE/1309.4167.
- [6] Duncan R. C., Thompson C. Formation of very strongly magnetized neutron stars — implications for gamma-ray bursts // *Astrophys. J.* 1992. Vol. 392. P. L9–L13.
- [7] Thompson C., Duncan R. C. The Soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars — I. Radiative mechanism for outbursts // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1995. Vol. 275. P. 255–300.
- [8] Raffelt G. G. *Stars as Laboratories for Fundamental Physics.* Chicago & London: University of Chicago Press, 1996. 686 p.
- [9] Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. *Electroweak Processes in External Active Media.* Springer-Verlag, New York, 2013. Vol. 252 of Springer Tracts in Modern Physics. 282 p.
- [10] Adams J. B., Ruderman M. A., Woo C.-H. Neutrino Pair Emission by a Stellar Plasma // *Phys. Rev.* 1963. Vol. 129. P. 1383–1390.
- [11] Pal P. B., Wolfenstein L. Radiative Decays of Massive Neutrinos // *Phys. Rev.* 1982. Vol. D25. P. 766–773.
- [12] Кузнецов А. В., Михеев Н. В. *Электрослабые процессы во внешней активной среде.* Ярославль: ЯрГУ, 2010. 336 с.
- [13] Lee B. W., Shrock R. E. Natural suppression of symmetry violation in gauge theories: Muon- and electron-lepton-number nonconservation // *Phys. Rev.* 1977. Vol. D16. P. 1444–1473.
- [14] Beda A. G., Brudanin V. B., Egorov V. G. и др. Gemma experiment: The results of neutrino magnetic moment search // *Письма в ЭЧАЯ.* 2013. Т. 10. С. 217–223.
- [15] Olive K. A. et al. Review of Particle Physics // *Chin. Phys.* 2014. Vol. C38. P. 090001.
- [16] Fujikawa K., Shrock R. The Magnetic Moment of a Massive Neutrino and Neutrino Spin Rotation // *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 45. P. 963–966.
- [17] Cabral-Rosetti L. G., Bernabeu J., Vidal J., Zepeda A. Charge and magnetic moment of the neutrino in the background field method and in the linear R_ξ^L gauge // *Eur. Phys. J.* 2000. Vol. C12. P. 633–642. hep-ph/9907249.

- [18] Erdas A., Feldman G. Magnetic field effects on lagrangians and neutrino self-energies in the Salam-Weinberg theory in arbitrary gauges // Nucl. Phys. 1990. Vol. B343. P. 597–621.
- [19] Schwinger J. S. On gauge invariance and vacuum polarization // Phys. Rev. 1951. Vol. 82. P. 664–679.
- [20] Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 720 с.
- [21] Биленький С. М. Введение в диаграммы Фейнмана и физику электро-слабого взаимодействия. М.: Энергоатомиздат, 1990. 328 с.
- [22] Кузнецов А. В., Михеев Н. В. Дисперсионные свойства нейтрино во внешнем магнитном поле // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 1299–1304.