

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Аникин Роман Анатольевич

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ
НЕЙТРИНО В АКТИВНОЙ СРЕДЕ**

Специальность 01.04.02 — теоретическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2014

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова.

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук,
профессор Н.В. Михеев (ЯрГУ, Ярославль)

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук,
профессор В.Б. Семикоз (ИЗМИРАН, Троицк)

Кандидат физико-математических наук,
начальник сектора В.А. Наумов
(ОИЯИ, Дубна)

Ведущая организация:

ИЯИ РАН, Москва

Защита состоится «_____» _____ 2014 г. в ___ ч. ___ мин.
на заседании Диссертационного совета Д 720.001.01 в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований по адресу: ул. Жолио Кюри, дом 6, 141980 г. Дубна, РФ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ и на сайте ОИЯИ.

Отзывы на автореферат, заверенные гербовой печатью организации, просьба направлять по указанному адресу в двух экземплярах не позднее, чем за 15 дней до защиты.

Автореферат разослан «_____» _____ 2014 г.

Учёный секретарь Диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Арбузов А. Б.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Данные наблюдений и теоретические положения астрофизики и космологии стали частью основной методологии для получения эмпирической информации по существующим или гипотетическим частицам и их взаимодействиям. «Небесные лаборатории» дополняют наземные ускорительные и неускорительные эксперименты, особенно область физики частиц, которая включает в себя слабо взаимодействующие частицы. Среди них нейтрино — одна из интереснейших частиц. Астрофизика и космология играют фундаментальную роль в физике нейтрино, поскольку свойства звёзд и Вселенной в целом дают некоторые из наиболее сильных ограничений на нестандартные свойства этих трудноуловимых частиц. В свою очередь, нейтрино, как слабо взаимодействующая частица, играет главную роль в динамике астрофизических объектов.

Данное исследование проведено на стыке квантовой теории поля, астрофизики и космологии — перспективных тесно связанных друг с другом направлений современной физики. В Стандартной модели нейтрино приписываются самые минимальные свойства, которые согласуются с экспериментальными данными: нулевые масса, электрический заряд, дипольные электрический и магнитный моменты, вероятность распада — почти все физические характеристики считаются равными нулю. Это упрощенная картина, и любое отклонение от неё будет чувствительным инструментом для проверки физики за пределами Стандартной модели. Поэтому столь привлекательны исследования по поискам масс нейтрино и их смешивания (в том числе эксперименты по обнаружению и подтверждению осцилляций нейтрино), по распадам нейтрино, по их электромагнитным свойствам и т.д. И даже наделённые «минимальными» характеристиками нейтрино играют важную роль в астрофизике, так как энергетические потери в звёздах по современным представлениям определяются в основном нейтринными потерями благодаря их слабому взаимодействию с веществом. Кроме того, по этой же причине они оказываются основным действующим элементом в термальной и динамической эволюции как сверхновых, так и Вселенной. Это объясняется тем, что слабо взаимодействующие нейтрино достигают термального равновесия в двух возможных физически интересных

случаях: в ранней Вселенной незадолго до эпохи нуклеосинтеза и в ядре сверхновой за несколько секунд до коллапса. Таким образом, это причина, по которой задачи изучения квантовых процессов с участием таких слабовзаимодействующих частиц в астрофизических условиях представляют большой интерес: за счёт их слабого взаимодействия с веществом они могут сильно влиять на энергетику астрофизических процессов, а включение нестандартных свойств может существенно менять ход этих процессов, что может быть обнаружено в наблюдениях.

Цели и задачи диссертационной работы

Цель настоящей диссертации состоит в исследовании свойств нейтрино в условиях внешней активной среды - горячей плотной плазмы и сильного магнитного поля, которые могут реализоваться в недрах астрофизических объектов, а также в изучении влияния нейтрино на динамику астрофизических объектов.

В число задач, на которые нацелено данное диссертационное исследование, входят:

- 1) Вычисление магнитного момента нейтрино дираковского типа в замагниченной электрон-позитронной плазме
- 2) Анализ конверсии спиральности нейтрино $\nu_{L,R} \rightarrow \nu_{R,L}$, обусловленной взаимодействием магнитного момента нейтрино с магнитным полем оболочки сверхновой. Исследование влияния механизма конверсии спиральности нейтрино на динамику взрывов сверхновых.
- 3) Исследование процесса радиационного перехода безмассового нейтрино $\nu \rightarrow \nu\gamma$ при относительно высоких энергиях $E_\nu \gg m_e$, где m_e масса электрона, в сильном магнитном поле, при учете вклада связанного состояния e^+e^- – позитрония в дисперсию фотона.

Научная новизна результатов

Предметом исследований нового направления в физике – астрофизики элементарных частиц, зародившейся на стыке физики элементарных частиц, астрофизики и космологии и бурно развивающейся в последние десятилетия, – являются элементарные процессы в экстремальных физических условиях, которые характерны для

астрофизических объектов и не могут быть реализованы в современных лабораторных условиях. Исследования такого рода, с одной стороны, представляют интерес с концептуальной точки зрения, поскольку они открывают новые нетривиальные свойства частиц. С другой стороны, они интересны с точки зрения возможных астрофизических и космологических приложений, поскольку теоретический анализ в совокупности с имеющимися экспериментальными данными и численным моделированием астрофизических процессов позволяет изучать недоступные прямому экспериментальному исследованию фундаментальные основы строения материи, в том числе и на ранней стадии развития Вселенной. На основе исследованного в диссертации механизма конверсии спиральности нейтрино в условиях ядра и оболочки сверхновой впервые высказывается предположение о существовании нейтринного пульсара – вращающейся звезды с сильным магнитным полем, нейтринный сигнал от которой будет иметь пульсирующий характер. В диссертации впервые получена оценка вероятности процесса перехода нейтрино в нейтрино и фотон в сильном магнитном поле с учетом вклада позитрония в дисперсию фотона, показано, что по сравнению с однопетлевым приближением, когда учитывается только вклад свободной электрон-позитронной пары, учет позитрония существенно увеличивает вероятность распада.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) Исследование влияния замагниченной плазмы на дисперсионные свойства нейтрино. Анализ вклада в магнитный момент нейтрино, индуцированного присутствием замагниченной электрон-позитронной плазмы.
- 2) Изучение такого важного свойства нейтрино как его магнитный момент на основе анализа нейтринной светимости сверхновых, а также возможного влияния магнитного момента на динамику взрывов сверхновых. Исследование процесса переворота спиральности нейтрино в условиях ядра и оболочки сверхновой, при наличии у нейтрино магнитного момента $\sim 10^{-13} \mu_B$ а также при наличии достаточно сильного магнитного поля, что может объяснить механизм передачи оболочке сверхновой дополнительной энергии необходимой для взрыва, а также может привести к генерации пульсирующего нейтринного сигнала.

- 3) Исследование процесса радиационного «распада» $\nu \rightarrow \nu\gamma$ нейтрино относительно высоких энергий, $E \gg m_e$, в сильном магнитном поле с учетом вклада связанной электрон-позитронной пары (позитрония) в дисперсию фотона. Исследование дисперсии фотона с учетом вклада позитрония. Вычисление вероятности процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$.

Практическая ценность работы. Проведённый в диссертации анализ двукратной конверсии спиральности дираковского нейтрино в условиях сверхновой возобновляет интерес к данному процессу как к возможному механизму стимулирования останавливающейся ударной волны. Для реализации данного механизма необходимо выполнение следующих условий: магнитный момент нейтрино должен быть $\sim 10^{-13} \mu_B$, что на шесть порядков больше вакуумного магнитного момента предсказываемого в стандартной модели, и в области между нейтриносферой и зоной стагнации ударной волны должно существовать магнитное поле масштаба критического поля для электрона $\sim 10^{13}$ Гс. Предсказываемые в диссертации эффекты временной эволюции нейтринного сигнала в случае их экспериментального подтверждения будут являться ключом к правильному пониманию нейтринной астрофизики и открывают новые горизонты исследований в этой области науки. В диссертации показано, что вероятность процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$ в сильном магнитном поле с учетом вклада позитрония в дисперсию фотона значительно превышает вероятность того же процесса без учета вклада позитрония. Это будет стимулировать дальнейшие исследования радиационных поправок, учитывающих наличие связанных состояний «частица-античастица» в процессах в сильном магнитном поле. Практический интерес для астрофизики имеют вычисленные на основе вероятности процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$ средние потери энергии и импульса нейтрино. Асимметрия вылета нейтрино, обусловленная нарушением пространственной четности в слабых взаимодействиях, в свою очередь может привести к макроскопическим наблюдаемым собственным скоростям остатков звезд.

Апробация результатов

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

- Международная сессия-конференция Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», ИТЭФ, г. Москва, 21-25 ноября 2011 г. ;
- XVIII Международная научная конференция молодых ученых и специалистов ОИЯИ «ОМУС-2014», Дубна, 24-28 февраля 2014 г.
- Научный семинар Теоретического отдела Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН.
- Научный семинар Отдела теоретической физики Института ядерных исследований РАН (Москва).
- Научный семинар Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ (Дубна).
- Научный семинар кафедры теоретической физики Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова.

Публикации

Основные положения диссертации представлены в 5 опубликованных работах в изданиях, рекомендованных ВАК. Список работ приведен в конце автореферата.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, основной части, содержащей три главы, и заключения. Она содержит 19 рисунков. Список цитируемой литературы включает 134 наименований. Общий объём диссертации составляет 113 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность выбранной темы, проведён обзор литературы по данной тематике, охарактеризованы методы исследований. Сформулирована цель работы и дан краткий обзор содержания глав диссертационной работы.

Первая глава посвящена исследованию влияния замагниченной плазмы на дисперсионные свойства нейтрино. Проанализирован

вклад в магнитный момент нейтрино, обусловленный присутствием замагниченной плазмы.

В первом параграфе дается обзор работ, в которых исследовался собственно-энергетический оператор нейтрино.

Во втором параграфе показано, как на основе собственно-энергетического оператора Σ определяется дополнительная энергия нейтрино в замагниченной плазме. Собственно-энергетический оператор представляется в виде разложения по линейно независимым ковариантным структурам [2]:

$$\begin{aligned}\Sigma(p) &= \left[\mathcal{A}_L(p\gamma) + \mathcal{B}_L(u\gamma) + \mathcal{C}_L e(p\tilde{F}\gamma) \right] \gamma_L + \\ &+ \left[\mathcal{A}_R(p\gamma) + \mathcal{B}_R(u\gamma) + \mathcal{C}_R e(p\tilde{F}\gamma) \right] \gamma_R + \\ &+ m_\nu [\mathcal{K}_1 + i\mathcal{K}_2 e(\gamma F\gamma)],\end{aligned}\quad (1)$$

где $\gamma_L = (1 + \gamma_5)/2$ и $\gamma_R = (1 - \gamma_5)/2$ – соответственно левый и правый киральные проекционные операторы, u^α – 4-вектор скорости среды, $\mathcal{A}_R, \mathcal{B}_R, \mathcal{C}_R, \mathcal{A}_L, \mathcal{B}_L, \mathcal{C}_L, \mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2$ – численные коэффициенты, $F^{\mu\nu}$ и $\tilde{F}^{\mu\nu}$ – тензор и дуальный тензор электромагнитного поля, e – элементарный заряд.

Изменение энергии нейтрино, обусловленное его рассеянием вперед в среде, вычисляется с учетом собственно-энергетического оператора нейтрино:

$$\begin{aligned}\Delta E &= \frac{m_\nu^2}{2E} (A_L + A_R + 2K_1) + \\ &+ B_L \frac{1 - (\boldsymbol{\xi} \mathbf{v})}{2} + B_R \frac{1 + (\boldsymbol{\xi} \mathbf{v})}{2} - \\ &- \frac{m_\nu}{2} (C_L - C_R + 4K_2) [(\boldsymbol{\xi} \mathbf{B}_t) + \frac{m_\nu}{E} (\boldsymbol{\xi} \mathbf{B}_1)],\end{aligned}\quad (2)$$

где m_ν – масса нейтрино, E – энергия нейтрино в вакууме, \mathbf{B}_1 и \mathbf{B}_t – продольная и поперечная относительно направления движения нейтрино компоненты вектора напряженности магнитного поля соответственно, \mathbf{v} – вектор скорости нейтрино.

Далее показано, что дополнительная энергия нейтрино, обусловленная наличием у нейтрино магнитного момента, имеет вид:

$$\Delta E^{(\mu)} = -\mu [(\boldsymbol{\xi} \mathbf{B}_t) + \frac{m_\nu}{E} (\boldsymbol{\xi} \mathbf{B}_1)].\quad (3)$$

Таким образом, магнитный момент нейтрино в замагниченной плазме выражается следующим образом:

$$\mu_\nu = \frac{m_\nu}{2} (C_L - C_R + 4K_2). \quad (4)$$

В третьем параграфе вычисляется собственно-энергетический оператор нейтрино в замагниченной плазме и находятся коэффициенты C_L , C_R и K_2 , которые определяют магнитный момент нейтрино. Магнитный момент нейтрино в замагниченной плазме удастся вычислить в условиях:

- ультрарелятивистской зарядово несимметричной плазмы:

$$\mu_\nu \simeq \frac{3e G_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} \left(1 \mp \frac{2}{3} \frac{\tilde{\mu}}{E} \right), \quad (5)$$

где m_ν - масса нейтрино, E - энергия нейтрино, $\tilde{\mu}$ - химический потенциал плазмы.

- в зарядово симметричной e^-e^+ плазме, для электронного нейтрино:

$$\mu_{\nu_e} \simeq \frac{3e G_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} \left(1 + \frac{4\pi^2}{9} \frac{T^2}{m_W^2} \right), \quad (6)$$

где T - температура плазмы, m_W - масса W бозона. В реальных астрофизических условиях, когда $T \ll m_W$, вклад замагниченной плазмы в магнитный момент нейтрино оказывается подавленным.

Показано, что вклад замагниченной плазмы в магнитный момент нейтрино, так же, как и в вакууме, подавлен его массой, что устраняет недоразумение в данном вопросе, вызванное работой [6], где вклад в магнитный момент, индуцированный плазмой, оказался вообще не зависящим от массы нейтрино.

Во **второй главе** диссертации исследуется связь магнитного момента дираковского нейтрино и динамики взрыва сверхновой. Проводится анализ процесса двукратной конверсии спиральности нейтрино, $\nu_L \rightarrow \nu_R \rightarrow \nu_L$, в условиях сверхновой, где первая стадия реализуется за счет взаимодействия магнитного момента нейтрино с микроскопическим полем электронов и протонов плазмы в ядре сверхновой, а вторая стадия возникает за счёт резонансного переворота спина нейтрино в магнитном поле оболочки.

В первом параграфе дается обзор проблем с которыми сталкиваются при численном моделировании взрыва сверхновой [7–9]. Во-первых, не полностью разработан механизм стимулирования затухающей ударной волны, без которого взрыв, по-видимому, не может состояться. Основной причиной затухания ударной волны является потеря энергии на диссоциацию ядер вещества оболочки сверхновой. Вторая проблема состоит в том, что даже в случае «успешного» теоретического взрыва сверхновой энерговыделение оказывается существенно меньше наблюдаемой кинетической энергии оболочки $\sim 10^{51}$ эрг, что известно как проблема FOE (ten to the Fifty One Ergs). Указано, что одним из возможных способов решения данных проблем является механизм двукратной конверсии спиральности нейтрино, предложенный А. Даром [10] и основанный на предположении о существовании у нейтрино не слишком малого магнитного момента. Левые нейтрино электронного типа ν_e , рождающиеся в большом количестве в ядре сверхновой, частично превращаются в правые. В свою очередь правые нейтрино, стерильные относительно слабого взаимодействия, свободно покидают центральную часть сверхновой. Часть этих нейтрино может снова превратиться в левые за счет взаимодействия магнитного момента нейтрино с магнитным полем в оболочке сверхновой. Вновь рождающиеся левые нейтрино, поглощаясь в ходе бета-процессов, $\nu_e n \rightarrow e^- p$, могут передавать оболочке сверхновой дополнительную энергию, таким образом стимулируя ударную волну.

Во втором параграфе детально рассматривается механизм А. Дара. Вычисляется дополнительная энергия нейтрино, обусловленная когерентным рассеянием нейтрино на фермионах плазмы $\Delta E_{LL}^{(\mu)}$ и дополнительная энергия, возникающая от взаимодействия магнитного момента с внешним магнитным полем $\Delta E_{LR}^{(\mu)}$, $\Delta E_{RL}^{(\mu)}$. Объединяя все полученные результаты, оператор дополнительной энергии можно записать в виде матрицы

$$\Delta E^{(\mu)} = - \begin{pmatrix} 0 & \mu B_{\perp} \\ \mu B_{\perp} & C_L \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где диагональный элемент C_L равен

$$C_L = \frac{3 G_F}{\sqrt{2}} N_B \left(\frac{1}{3} - Y \right) \quad (8)$$

Решено уравнение эволюции спиральности нейтрино [11–13],

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_R \\ \nu_L \end{pmatrix} = [\hat{E}_0 + \Delta E] \begin{pmatrix} \nu_R \\ \nu_L \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где ΔE - дополнительная энергия, вычисленная выше (7), слагаемое \hat{E}_0 пропорционально единичной матрице и несущественно для анализа.

В третьем параграфе на основе решения уравнения (9) продемонстрировано, что при наличии у нейтрино магнитного момента порядка $10^{-13} \mu_B$ реализуются условия для резонансной конверсии спиральности нейтрино при магнитном поле в оболочке сверхновой порядка швингеровского. Показано, что имеет место характерный эффект существенного ослабления начального пика интенсивности нейтринного сигнала.

Поскольку в уравнение (9) входит поперечная составляющая магнитного поля B_{\perp} , нейтрино могут избежать конверсии своей спиральности если будут распространяться вдоль магнитного поля.

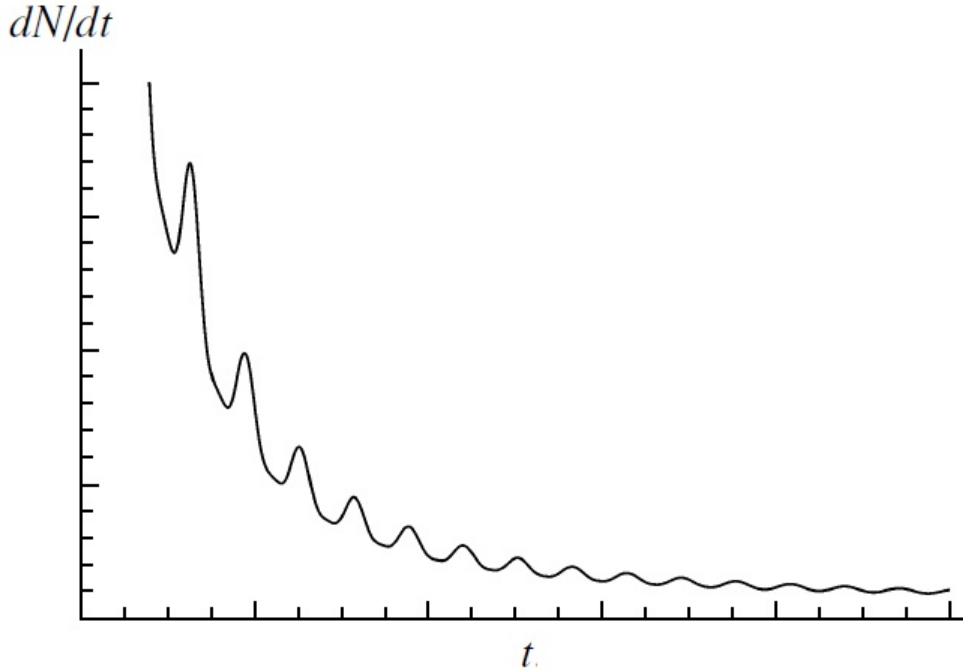


Рис. 1. Иллюстрация пульсирующего характера нейтринного сигнала при вращении рождающегося магнитара вокруг оси, не совпадающей с его магнитным моментом – нейтринного пульсара

Предсказывается также, что если при взрыве сверхновой рож-

дается магнитар с полоидальным магнитным полем порядка 10^{14} – 10^{15} Гс, при несовпадении оси вращения магнитара с направлением его магнитного момента нейтринный сигнал будет иметь пульсирующий характер при удачной (для наблюдателя) ориентации оси вращения, то есть может наблюдаться своего рода нейтринный пульсар, как это качественно проиллюстрировано на рис. 1.

Третья глава посвящена исследованию процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$ в сильном магнитном поле с учетом вклада позитрония в дисперсию фотона.

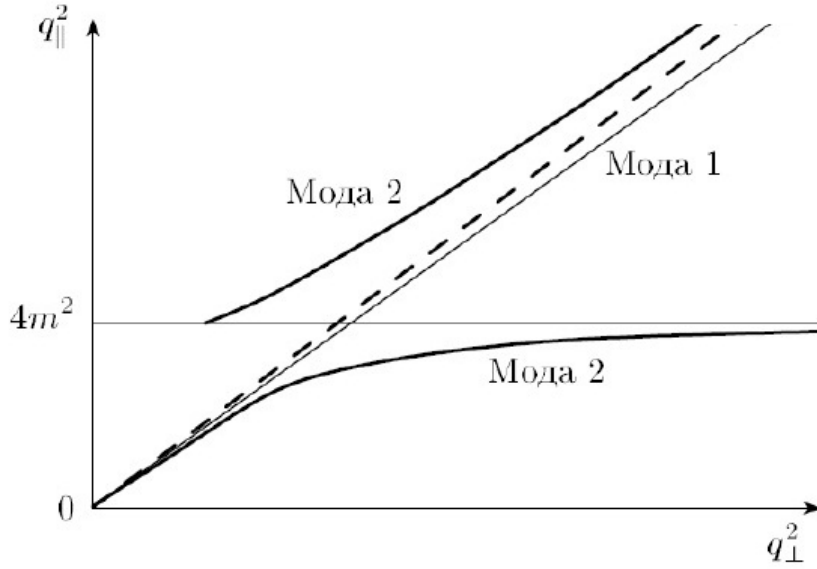


Рис. 2. Закон дисперсии в сильном магнитном поле для фотонов первой и второй мод. Пунктирная линия соответствует вакуумной дисперсии $q^2 = 0$

В первом параграфе дается определение дисперсии частиц в среде. Приведен обзор работ, в которых вычислялся поляризационный оператор фотона во внешнем поле. Приведены выражения для векторов поляризации фотонов с определенным законом дисперсии.

$$\varepsilon_{\alpha}^{(1)} = \sqrt{\mathcal{Z}_1} \frac{(q\varphi)_{\alpha}}{\sqrt{q_{\perp}^2}}, \quad \varepsilon_{\alpha}^{(2)} = \sqrt{\mathcal{Z}_2} \frac{(q\tilde{\varphi})_{\alpha}}{\sqrt{q_{\parallel}^2}}. \quad (10)$$

где $\varphi^{\alpha\beta} \equiv F^{\alpha\beta}/B$ – безразмерный тензор магнитного поля, $\tilde{\varphi}^{\alpha\beta} \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu}\varphi_{\mu\nu}$ – дуально сопряженный тензор поля. Множители $\sqrt{\mathcal{Z}_{\lambda}}$ учитывают перенормировку волновых функций фотонов.

$$\mathcal{Z}_{\lambda}^{-1} = 1 - \frac{\partial\Pi^{(\lambda)}}{\partial q_{\parallel}^2}. \quad (11)$$

$\Pi^{(\lambda)}$ – собственные значения поляризационного оператора фотона моды $\lambda = 1, 2$. Дисперсионные кривые, соответствующие этим векторам поляризации приведены на рис. 2.

Второй параграф начинается с обзора работ, в которых рассматривался процесс $\nu \rightarrow \nu\gamma$. Анализируется кинематика данного процесса. В качестве примера влияния дисперсии фотона на кинематику вычислен фазовый объем процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$:

$$\Phi = \int \frac{d^3p' d^3k}{E' \omega} \delta^4(P - P' - q) = \int \frac{d^3k}{\omega(k) E'} \delta(E - E' - \omega(k)), \quad (12)$$

Показано, что для фотона моды 2 в сильном магнитном поле для нейтрино с энергией $E_{\perp} \gg m_e$ лидирующий вклад в фазовый объем дает участок дисперсионной кривой идущей практически горизонтально, $q_{\parallel}^2 \approx 4m^2$, см. рис. 3, где изображены области, дающие вклады $\Phi^{(I)}$ и $\Phi^{(II)}$ в фазовый объем (12).

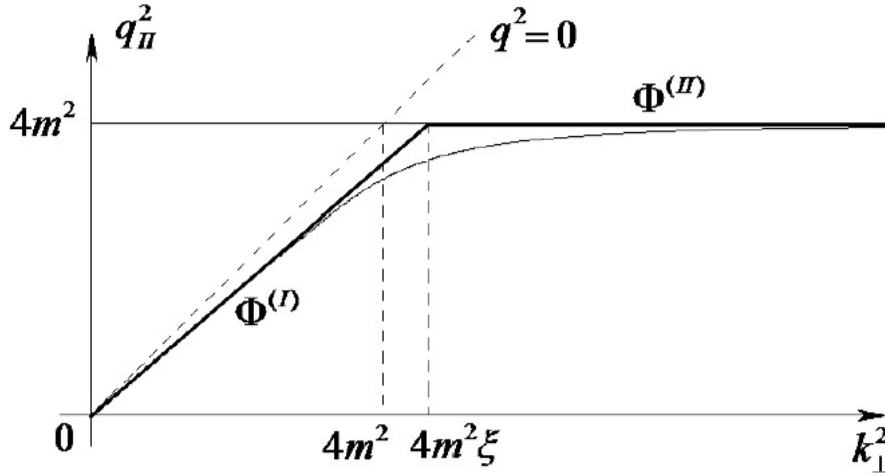


Рис. 3. Фазовый объем приближено представляется в виде суммы двух интегралов по линейным участкам

$$\begin{aligned} \Phi^{(I)} &\approx 2\pi \sqrt{\frac{4m^2 \xi}{(p\varphi\varphi p)}} (1 + 0,26 \ln \xi), \\ \Phi^{(II)} &\approx 2\pi \cdot \ln \frac{(p\varphi\varphi p)}{4m^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

В дальнейших вычислениях вероятности процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$ можно ограничиться интегрированием только по «горизонтальному» участку дисперсионной линии.

Вычислена амплитуда процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$. Показано, что в сильном магнитном поле из двух фотонных мод только мода 2 рождается в процессе $\nu \rightarrow \nu\gamma$.

Получено выражение для вероятности процесса в виде однократного интеграла:

$$W = \frac{G_F^2 E^3 (C_V^2 + C_A^2)}{2\pi^3 \alpha m_e^2} \int_0^1 \frac{x^2 \Pi^2}{1 - \partial\Pi/\partial q_{\parallel}^2} \left(\sqrt{1-x^2} - x \arccos(x) \right) dx. \quad (14)$$

где $x = k_{\perp}/2E$, E - энергия начального нейтрино, k_{\perp} - проекция импульса фотона в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Π - собственное значение поляризационного оператора фотона моды 2.

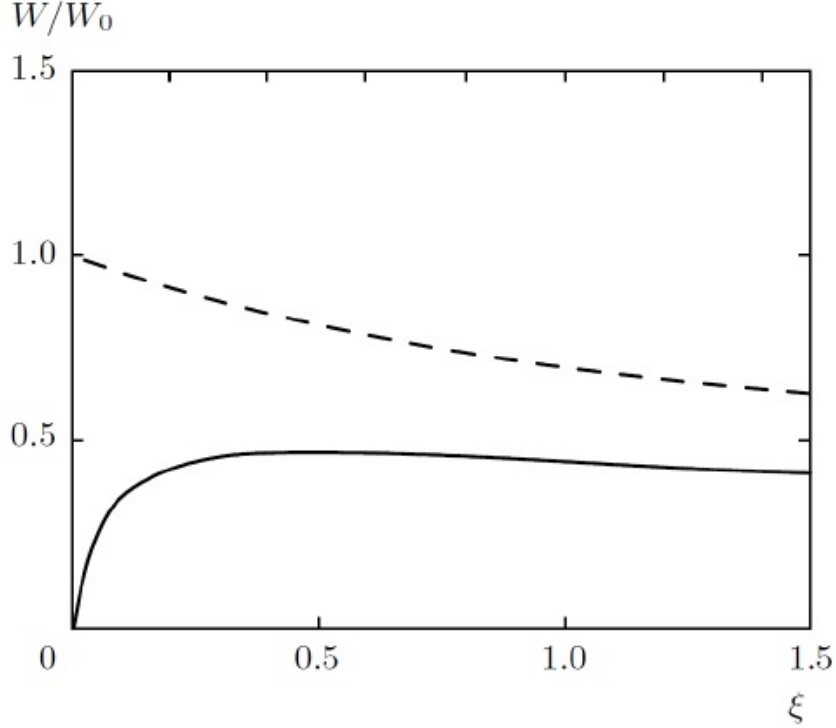


Рис. 4. Вероятность процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$ в случае, когда в поляризационном операторе учтен только петлевой вклад свободной e^+e^- - пары. Сплошная линия соответствует вероятности полученной в диссертации, штриховая линия - результат, полученный ранее в работе [14]

В качестве примера приведен расчет вероятности для случая, когда в поляризационном операторе учтен только петлевой вклад свободной e^+e^- пары.

Вероятность, вычисленная в данной диссертации, исправляет результат, полученный ранее в работе [14], как это видно из графиков на рис. 4, где вероятности представлены в долях W_0 :

$$W_0 = \frac{\alpha G_F^2 (eB)^2 E \sin^2 \theta}{8\pi^2} (C_V^2 + C_A^2).$$

Далее в диссертации вычисляется поляризационный оператор фотона в сильном магнитном поле, в котором учтен вклад как свободной e^+e^- пары, так и позитрония.

$$\Pi \approx -\alpha eB e^{-\rho} \left(\frac{2}{\pi} H(v) + \frac{2\lambda v}{1 - \lambda^2 - v} \right), \quad (15)$$

$$H(v) = \frac{1}{\sqrt{v(1-v)}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{v}{1-v}}, \quad (16)$$

здесь $v = q_{\parallel}^2/4m_e^2 = (\omega^2 - k_{\perp}^2)/4m_e^2$, $0 < v < 1$, $\rho = k_{\perp}^2/2eB$, $\lambda = \alpha/2\nu$. ν определяет энергию связи позитрония E и играет роль главного квантового числа:

$$E = -\frac{\alpha^2 m_e}{4} \frac{1}{\nu^2}. \quad (17)$$

Найден закон дисперсии фотона второй моды, $v = v(\rho)$ в окрестности $v = 1$ (рис. 5).

Из рисунка видно, что спектральная линия, соответствующая дисперсии фотона с учетом только вклада свободной пары e^+e^- , при учете вклада позитрония расщепляется на две спектральные линии, одна из которых с ростом ρ асимптотически стремится к спектральной линии свободной покоящейся относительно друг друга e^+e^- пары, $v(\rho) = 1$, а другая стремится к спектральной линии позитрония, $v(\rho) = 1 - \lambda^2(\rho)$.

Проведен численный расчет вероятности процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$, результат приведен на рис. 6. Вероятности представлены в долях W_0 :

$$W_0 = \frac{\alpha G_F^2 (eB)^2 E \sin^2 \theta}{8\pi^2} (C_V^2 + C_A^2).$$

Из рисунка видно, что учет вклада позитрония в дисперсию фотона второй моды существенно увеличивает вероятность процесса распада $\nu \rightarrow \nu\gamma$.

Вычислены средние потери энергии и импульса нейтрино в сильном магнитном поле, которые можно определить 4-вектором:

$$Q^\alpha = E \int dW q^\alpha = (I, \mathbf{F})E. \quad (18)$$

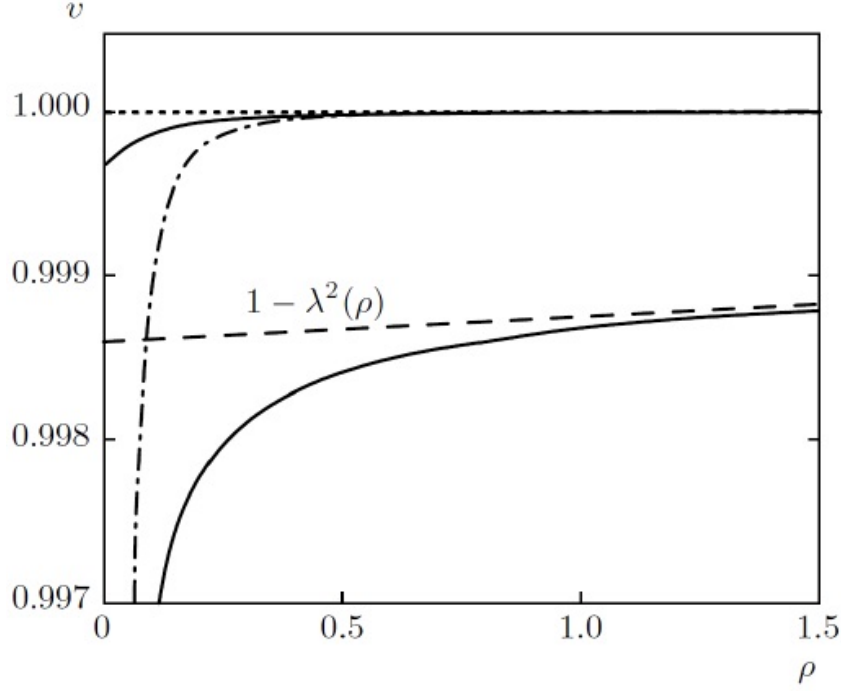


Рис. 5. Дисперсионные линии фотона в окрестности циклотронного резонанса. Штрихпунктирная линия соответствует спектральной линии фотона без учета вклада позитрония, сплошные линии - спектральным линиям фотона с учетом вклада позитрония

Здесь dW – дифференциальная вероятность процесса, $q^\alpha = (\omega, \mathbf{k})$ – 4-вектор энергии-импульса фотона. Нулевая компонента 4-вектора Q^α связана со средней энергией, теряемой нейтрино за единицу времени,

$$I = -\frac{dE}{dt} = \int dW \omega.$$

Пространственные компоненты вектора (18) связаны аналогичным образом с потерей импульса нейтрино за единицу времени,

$$\mathbf{F} = -\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \int dW \mathbf{k}.$$

Результат вычислений удается представить в ковариантном виде:

$$Q^\alpha = I_0 \left(f_{\parallel}(\xi) \left[(\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}p)^\alpha + \frac{2C_V C_A}{C_V^2 + C_A^2} (\tilde{\varphi}p)^\alpha \right] - f_{\perp}(\xi) (\varphi\varphi p)^\alpha \right). \quad (19)$$

где

$$I_0 = \frac{\alpha G_F^2 (C_V^2 + C_A^2) (eB)^3}{32\pi^2}, \quad \xi = \frac{E^2 \sin^2 \theta}{eB}.$$

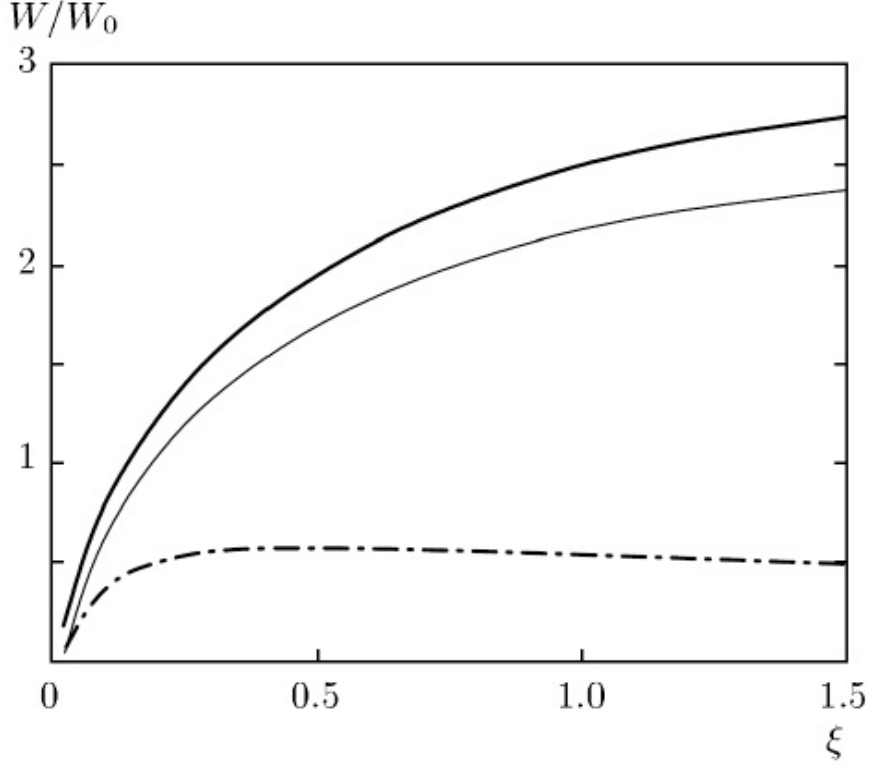


Рис. 6. Вероятность процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$. Сплошные линии соответствуют вероятности с учетом вклада позитрония, штрихпунктирная линия - вероятности без учета вклада позитрония. Магнитное поле $b = 1000B_e$ (жирная линия), $100B_e$ (тонкая линия)

Для случая, когда в поляризаационном операторе учтен вклад только свободной e^+e^- пары, удастся представить функции $f_{\parallel}(\xi)$ и $f_{\perp}(\xi)$ в виде однократных интегралов. Для случая, когда в поляризаационном операторе учитывается еще и вклад позитрония, решения удастся получить только численно. Результаты численного расчета функций $f_{\parallel}(\xi)$ и $f_{\perp}(\xi)$ приведены на графике (рис. 7), где приведено качественное сравнение функций $f_{\parallel}(\xi)$ и $f_{\perp}(\xi)$ с учетом вклада позитрония и без учета позитрония.

В качестве иллюстрации полученных результатов вычислена асимметрия вылета нейтрино, в предположении существования сильных магнитных полей в оболочке сверхновой

$$A = \frac{|\sum_i \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|}. \quad (20)$$

$$A \sim 1.5 \times 10^{-3} \left(\frac{B}{4.41 \times 10^{16} \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{\bar{E}}{20 \text{ МэВ}} \right) \left(\frac{\Delta l}{50 \text{ км}} \right), \quad (21)$$

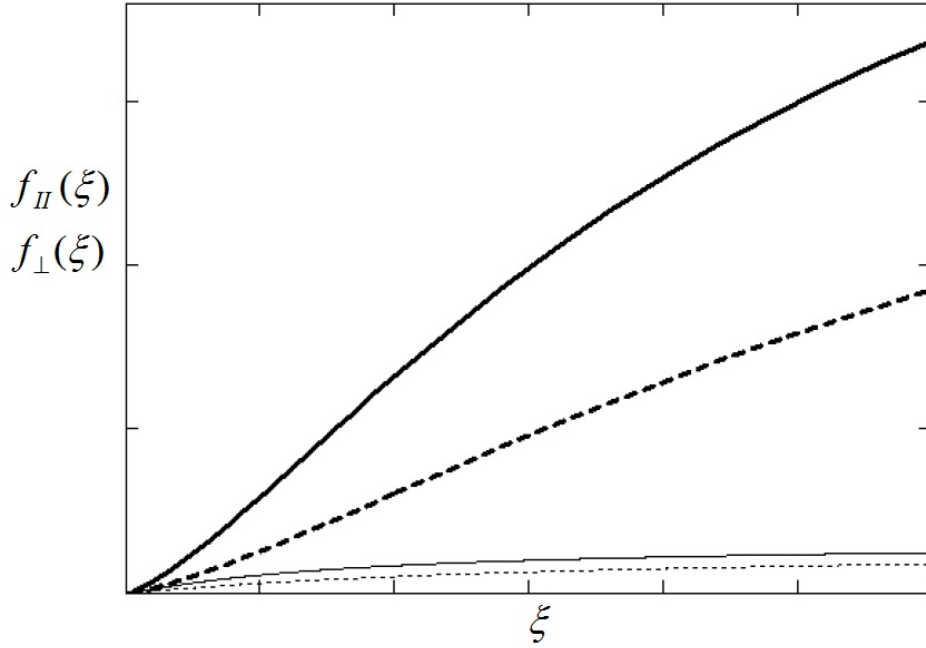


Рис. 7. Зависимость f_{\perp} и f_{\parallel} от ξ при значении магнитного поля: $B = 100 B_e$. Сплошные линии соответствуют функциям $f_{\perp}(\xi)$, пунктирные линии - функциям $f_{\parallel}(\xi)$. Жирные линии описывают функции $f_{\perp}(\xi)$ и $f_{\parallel}(\xi)$, рассчитанные с учетом позитрония, тонкие - без учета позитрония.

где \bar{E} – средняя энергия нейтрино, Δl есть характерный размер области в оболочке сверхновой, где магнитное поле B меняется несущественно. Асимметрия потери импульса нейтрино приводит к возникновению "толчковой" собственной скорости остатка сверхновой - пульсара. Если физические параметры имели бы величины порядка масштабов формулы (21), то за счет асимметрии радиационного распада нейтрино $\nu \rightarrow \nu\gamma$ в сильном магнитном поле звезды это привело бы для остатка с массой около 1.5 массы Солнца к скоростям порядка 50 км/с. К сожалению, такой результат не может объяснить феномен больших собственных скоростей пульсаров, средние скорости которых порядка 400 км/с. [15]

В **заключении** подведены итоги работы и кратко сформулированы основные результаты диссертации.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ В ДИССЕРТАЦИИ

- 1) Исследовано влияние замагниченной плазмы на дисперсионные свойства нейтрино. Вычислен вклад в магнитный момент нейтрино, обусловленный присутствием замагниченной плазмы. Показано, что в отличие от ранее представленных в литературе результатов, плазменный вклад в магнитный момент нейтрино, так же как и в вакууме, подавлен его массой.
- 2) Проанализировано влияние конверсии спиральности нейтрино, $\nu_L \rightarrow \nu_R$, на нейтринный поток от сверхновой, обусловленное взаимодействием магнитного момента дираковского нейтрино с магнитным полем. Показано, что при наличии у нейтрино магнитного момента в интервале $10^{-13} \mu_B < \mu_\nu < 10^{-12} \mu_B$ и при условии, что в оболочке сверхновой существует магнитное поле масштаба $10^{13} - 10^{14}$ Гс, возможно появление эффекта своеобразной временной эволюции нейтринного сигнала от сверхновой, обусловленной резонансным переходом $\nu_L \rightarrow \nu_R$ в магнитном поле оболочки. Показано, что нейтринный сигнал может иметь пульсирующий характер, то есть может наблюдаться своего рода нейтринный пульсар.
- 3) Исследован процесс радиационного «распада» $\nu \rightarrow \nu\gamma$ нейтрино относительно высоких энергий, $E_\nu \gg m_e$, в сильном магнитном поле с учетом вклада связанной электрон-позитронной пары (позитрония) в дисперсию фотона. Анализ показывает, что учет позитрония приводит к существенному изменению закона дисперсии в окрестности циклотронного резонанса. Показано, что вероятность процесса $\nu \rightarrow \nu\gamma$ с учетом вклада позитрония существенно увеличивается.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- [1] Аникин Р.А., Кузнецов А.В., Михеев Н.В. О возможности существования нейтринного пульсара // Ядерная физика 2010. Т. 73, вып. 11. С. 2000–2003.

- [2] Аникин Р. А., Михеев Н. В., Нарынская Е. Н. Индуцированный замагниченной плазмой магнитный момент нейтрино // Журн. эксперим. и теор. физики. 2010. Т. 137, вып. 6. С. 1115–1119.
- [3] Аникин Р. А., Кузнецов А. В., Михеев Н. В. Магнитный момент дираковского нейтрино и возможная временная эволюция нейтринного сигнала от сверхновой // Письма в Астрономический журнал. 2010. Т. 36, вып. 9. С. 714–720.
- [4] Аникин Р. А., Михеев Н. В. Процесс $\nu \rightarrow \nu \gamma$ в сильном магнитном поле с учетом вклада позитрония в дисперсию фотона // Журн. эксперим. и теор. физики. 2012. Т. 142, вып. 3. С. 463–471.
- [5] Аникин Р. А., Михеев Н. В. Радиационный распад нейтрино в сильном магнитном поле // Ядерная физика 2013. Т. 76, вып. 12. С. 1610–1614.

Список литературы

- [6] Жуковский В. Ч., Шония Т. Л., Аминов П. А. Сдвиг энергии и аномальный магнитный момент нейтрино в постоянном магнитном поле при конечных температуре и плотности // Журн. эксперим. и теор. физики. 1993. Т. 104, вып. 4. С. 3269–3279.
- [7] Имшенник В. С., Надежин Д. К. Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения и теория // Успехи физ. наук. 1988. Т. 156, вып. 4. С. 561–651.
- [8] Raffelt G. G. Stars as laboratories for fundamental physics. Chicago: University of Chicago Press, 1996.
- [9] Janka H.-Th., Langanke K., Marek A. et al. Theory of core-collapse supernovae // Phys. Rept. 2007. V. 442. P. 38.
- [10] Dar A. Neutrino magnetic moment may solve the supernovae problem. Princeton: Inst. Advanced Study Preprint-87-0178, 1987.
- [11] Волошин М. Б., Высоцкий М. И., Окунь Л. Б. Об электромагнитных свойствах нейтрино и возможных полугодовых вариациях потока нейтрино от Солнца // Ядер. физ. 1986. Т. 44, вып. 3 (9). С. 677–680.

- [12] Волошин М. Б., Высоцкий М. И., Окунь Л. Б. Электродинамика нейтрино и возможные эффекты для солнечных нейтрино. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 754;
- [13] Блинников С. И., Окунь Л. Б. Модели сверхновых и магнитный момент нейтрино // Письма в астрон. журн. 1988. Т. 14. С. 867.
- [14] Gvozdev A. A., Mikheev N. V., Vassilevskaya L. A. Resonance neutrino bremsstrahlung $\nu \rightarrow \nu\gamma$ in a strong magnetic field // Phys. Lett. B. 1997. Vol. 410, N 2–4. P. 211–215.
- [15] Hobbs G., Lorimer D.R., Lyne A.G., Kramer M. A statistical study of 233 pulsar proper motions // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2005. Vol. 360, P. 974–992