

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

Кузнецов Александр Васильевич

**НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Специальность: 01.04.02 – теоретическая физика

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

Протвино – 2003

УДК 539.12.01

Работа выполнена в Ярославском государственном университете  
им. П.Г. Демидова.

Научный консультант:

доктор физ.-мат. наук, профессор Михеев Николай Владимирович

Официальные оппоненты:

академик РАН Герштейн Семен Соломонович

доктор физ.-мат. наук, старший науч. сотрудник  
Никишов Анатолий Ильич

доктор физ.-мат. наук, профессор  
Фаустов Рудольф Николаевич

Ведущая организация: Институт ядерных исследований РАН.

Защита состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2003 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседа-  
нии диссертационного совета Д 201.004.01 в ГНЦ "Институт физики высоких  
энергий" по адресу: 142281, Московская область, г. Протвино, Институт фи-  
зики высоких энергий.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ г. Протвино.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2003 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 201.004.01

Рябов Ю.Г.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Понимание важной роли нейтринных взаимодействий в астрофизических процессах стимулирует постоянно возрастающий интерес к физике нейтрино в плотной среде. Например, в центре коллапсирующей звезды, где рождается большое число нейтрино, плотность достигает значений ядерной плотности, и вещество оказывается непрозрачным для нейтрино, что определяющим образом влияет на динамику нейтринного охлаждения звезды. Следует отметить, что в качестве активной среды необходимо рассматривать не только плотное вещество, но и сильное магнитное поле, поскольку в астрофизических объектах поле может достигать критического значения  $B_e = m_e^2/e \simeq 4.41 \cdot 10^{13}$  Гс, и даже существенно превышать его. Так, известен класс звезд, так называемые магнитары – нейтронные звезды с магнитными полями  $\sim 4 \cdot 10^{14}$  Гс (Kouveliotou e.a., 1999; Hurley e.a., 1999). Обсуждаются модели астрофизических процессов и объектов с магнитными полями до  $10^{17} - 10^{18}$  Гс (Бисноватый-Коган, 1970; Duncan, Thompson, 1992; Vosquet e.a., 1995, Cardall e.a., 2001).

Естественно ожидать, что такие интенсивные поля активно влияют на квантовые процессы, в частности, делая возможными переходы, кинематически запрещенные в вакууме. Например, в сильном поле, наряду с рассеянием нейтрино на электронах  $\nu e \rightarrow \nu e$ , становится разрешенным также другой канал нейтрино - электронного взаимодействия – рождение электрон - позитронных пар  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$ . В литературе имелись указания на то, что нейтрино - электронные процессы могут вносить существенный вклад в энергетический баланс ядра коллапсирующей звезды. Однако детальный анализ таких процессов в этих экстремальных физических условиях, а именно, в сильном магнитном поле и горячей плотной плазме, а также исследование их астрофизических проявлений, в литературе отсутствовали.

Принципиальной особенностью указанных экстремально сильных магнитных полей является их воздействие на электрически нейтральные частицы. Сюда относится прежде всего влияние поля на дисперсионные свойства фотонов, а значит, и на их кинематику, которое делает разрешенными процессы, кинематически запрещенные в вакууме, такие, как расщепление фотона на два фотона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ . Другим эффектом указанного воздействия является генерация новых эффективных взаимодействий, например, взаимодействия нейтрино с фотонами, обуславливающего процессы распада фотона на нейтринную пару  $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , “радиационного распада” безмассового нейтрино  $\nu \rightarrow \nu\gamma$  и т.д. Изменение дисперсионных свойств фотонов в магнитном поле

приводит также к принципиальным изменениям в протекании нейтринных процессов, которые возможны, но сильно подавлены в вакууме, например,  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  и т.д.

Детальное изучение астрофизических катаклизмов, таких, как слияния нейтронных звезд и взрывы сверхновых, энергетика которых в значительной степени определяется нейтринным излучением, и где, с другой стороны, плотность плазмы достигает ядерных значений, и возможна генерация сильных магнитных полей, невозможно без учета влияния среды на нейтринные процессы. Еще одной естественной лабораторией, где также могли играть важную роль нейтринные процессы в экстремальных внешних условиях, являлась ранняя Вселенная.

Таким образом, проблема исследования нейтринных процессов во внешней активной среде – сильном магнитном поле и горячей плотной плазме, лежащая на стыке физики элементарных частиц, астрофизики и космологии, является актуальной.

**Цель диссертационной работы** состоит в теоретическом исследовании нейтринных и электродинамических процессов в сильном внешнем магнитном поле при учете влияния горячей плотной плазмы, а также возможных проявлений этих процессов в астрофизике, космологии и в лабораторных экспериментах.

**Личный вклад автора.** Все результаты диссертации получены лично автором. Аналитические вычисления, ввиду их сложности, проводились параллельно и независимо автором и научным консультантом, а также другими соавторами статей, что обеспечило высокую степень надежности полученных результатов.

**Научная новизна результатов.** Впервые получены вероятность “распада” нейтрино  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$  в сильном магнитном поле для случая, когда электрон и позитрон занимают основной уровень Ландау, вероятности нейтрино - электронных процессов в сильно замагниченной плазме, потери энергии и импульса нейтрино при распространении сквозь замагниченную плазму. Показано, что полная вероятность этих процессов и средние потери энергии и импульса нейтрино не зависят от химического потенциала  $e^- e^+$  - плазмы, хотя вклады отдельных процессов такую зависимость содержат, что оказалось новым и неожиданным результатом.

В случае больших энергий начального нейтрино, когда основной вклад в

вероятность дают высшие уровни Ландау, впервые получена достаточно простая формула для вероятности процесса  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$ , справедливая при произвольных значениях динамического параметра и позволившая завершить многолетнюю дискуссию.

Процесс расщепления фотона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  в сильном магнитном поле впервые проанализирован выше порога рождения электрон - позитронной пары, с учетом дисперсии фотона в поле. Показано, что предел коллинеарной кинематики является неудовлетворительным приближением в этом случае. В частности, существенный вклад в вероятность расщепления реального фотона дает конфигурация поляризаций фотонов, запрещенная в коллинеарном пределе.

Впервые показано, что в модели с минимальной кварк-лептонной симметрией Пати - Салама, где лептонное число имеет смысл четвертого цвета, кроме известного смешивания Кабиббо - Кобаяши - Маскава в кварковых слабых токах и недавно обнаруженного на нейтринном эксперименте в Садбери аналогичного лептонного смешивания необходимо существование третьего типа смешивания фермионов – во взаимодействиях кварков и лептонов с лепто-кварками. Из комбинированного анализа астрофизических и космологических данных по нейтринным процессам и ускорительных данных по редким распадам мезонов получены оригинальные оценки на массу лептокварка и параметры матриц смешивания.

**Практическая ценность работы** состоит в том, что полученные в ней результаты детального анализа влияния внешней активной среды – сильного магнитного поля и замагниченной плотной электрон-позитронной плазмы – на квантовые процессы с участием нейтрино должны быть учтены в системах численного моделирования астрофизических катаклизмов, таких, как взрывы сверхновых и слияния нейтронных звезд, где могут реализоваться рассматриваемые физические условия. Обнаруженное силовое воздействие нейтринного потока на плазму за счет нейтрино-электронных процессов должно учитываться при моделировании ротационного механизма генерации тороидального магнитного поля при взрыве сверхновой (Бисноватый-Коган, 1970).

Проведенный анализ однопетлевого процесса тормозного излучения нейтрино в поле ядра важен тем, что его экспериментальное обнаружение явилось бы одним из тестов на применимость высших порядков теории возмущений в стандартной модели электрослабого взаимодействия. Данный процесс характеризуется наличием четкого сигнала – излучением одиночного жесткого  $\gamma$ -кванта без какого-либо сопровождения.

Вычисленные однопетлевые индуцированные полем вклады в обобщенную амплитуду перехода  $j \rightarrow f\bar{f} \rightarrow j'$  в постоянном однородном магнитном и скрещенном поле, для произвольных комбинаций скалярного, псевдоскалярного, векторного и псевдовекторного взаимодействий феноменологических токов  $j$  с фермионами, полученные с использованием точных решений уравнения Дирака во внешнем электромагнитном поле, имеют достаточно широкую общность. Результаты могут применяться при анализе разнообразных физических величин и процессов во внешнем поле. Диагональные по обобщенным токам амплитуды определяют индуцированные внешним полем вклады в массовые операторы соответствующих полей. Аналогично можно получить амплитуды переходов  $\nu \rightarrow \nu\gamma$ , ‘аксион  $\leftrightarrow$  фотон’,  $a \rightarrow \nu\bar{\nu}$  и других, а также, используя мнимые части соответствующих амплитуд, анализировать процессы типа  $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^-e^+$ ,  $a \rightarrow e^-e^+$ .

Оценки верхних границ для относительных вероятностей редких распадов мюона с несохранением лептонного числа,  $\mu \rightarrow e\gamma\gamma$  и  $\mu \rightarrow ee\bar{e}$ , полученные в модели Пати - Салама с кварк-лептонной симметрией, с учетом ограничений на массу лептокварка и элементы матрицы смешивания, в будущем могут оказаться доступными экспериментальной проверке.

Полученные оценки на массу лептокварка – из космологического ограничения на нейтринный распад  $\pi^0$ -мезона,  $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , и из анализа ускорительных данных по редким распадам  $\pi$ ,  $K$ ,  $B$ -мезонов – включены в международные Таблицы элементарных частиц (Review of Particle Physics), изданные в 1996, 1998, 2000, 2002 гг. Они также учитывались при анализе данных недавних экспериментов по поискам редких распадов  $B$ -мезонов, проводившихся коллаборациями CDF и CLEO.

### **На защиту выносятся следующие результаты:**

1. Вычислена вероятность процесса “распада” нейтрино  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$  в магнитном поле, детально исследованы случаи сильного поля, когда электрон и позитрон рождаются на основном уровне Ландау, и больших энергий начального нейтрино, когда основной вклад в вероятность дают высшие уровни Ландау. Получена достаточно простая формула для вероятности, справедливая при произвольных значениях динамического параметра и позволившая завершить многолетнюю дискуссию.
2. Вычислены средние потери энергии и импульса нейтрино за счет процесса рождения электрон-позитронных пар в магнитном поле, проанализированы его возможные астрофизические проявления. Получена оценка

для доли энергии, теряемой нейтрино на рождение пар, и показано, что при наличии достаточно сильного магнитного поля за счет этого процесса могла бы быть решена известная проблема FOE (ten to the Fifty One Ergs) по поиску механизма передачи  $\sim 10^{51}$  эрг энергии от нейтринного потока в оболочку взрывающейся сверхновой. Обнаруженная асимметрия нейтринного потока по отношению к магнитному полю звезды, обусловленная несохранением  $P$ -четности в нейтрино-электронных процессах, при соответствующих значениях физических параметров астрофизического катаклизма может быть источником возникновения большой собственной скорости рождающегося пульсара.

3. Исследован полный набор нейтрино - электронных процессов в замагниченной плазме, включающий, кроме реакций рассеяния  $\nu e^\mp \rightarrow \nu e^\mp$  и аннигиляции  $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^-e^+$ , также процессы “синхротронного” излучения и поглощения нейтринной пары  $e \leftrightarrow e\nu\bar{\nu}$  и нейтринного излучения и поглощения электрон - позитронной пары  $\nu \leftrightarrow \nu e^-e^+$ . Показано, что процессы с рождением и поглощением пары  $\nu\bar{\nu}$  кинематически подавлены в случае относительно высоких энергий нейтрино и горячей плотной плазмы  $E_\nu, T, \mu \gg m_e$ , тогда как процессы, содержащие нейтрино в начальном и конечном состояниях, такого подавления не имеют. Обнаружено, что полная вероятность этих процессов, а также средние потери энергии и импульса нейтрино не зависят от химического потенциала  $e^-e^+$  - плазмы, тогда как вклады отдельных процессов такую зависимость содержат, что оказалось новым и неожиданным результатом.
4. Получены оценки интегрального действия выходящего нейтринного потока на замагниченную электрон-позитронную плазму оболочки ядра взрывающейся сверхновой с сильным магнитным полем, с учетом разницы спектральных температур разных типов нейтрино. При установлении, за счет  $\beta$ -процессов, температуры плазмы, близкой к спектральной температуре фракции электронных нейтрино, должно проявляться существенное силовое воздействие более энергичных мюонных и тауонных нейтрино на плазму, направленное вдоль магнитного поля. В случае, когда в оболочке генерируется тороидальное магнитное поле в виде двух тороидов с противоположным направлением поля, интегральная нейтринная сила способна достаточно быстро, за времена порядка секунды привести к существенному перераспределению касательных скоростей плазмы, а значит и силовых линий магнитного поля. Это приводит к значительной асимметрии энергии магнитного поля в двух полушариях

и в итоге к асимметричному взрыву сверхновой, что могло бы служить объяснением феномена больших собственных скоростей пульсаров.

5. Получена наиболее общая амплитуда комптоноподобного фотон - нейтринного процесса  $\gamma\nu \rightarrow \gamma\nu$ , охватывающая случаи массивных и безмассовых нейтрино, виртуальных и реальных фотонов, как в стандартной модели электрослабого взаимодействия с учетом возможного смешивания в лептонном секторе, так и в рамках обобщения стандартной модели, основанного на нарушенной лево-правой симметрии. Результат позволил получить первый член разложения по внешнему полю амплитуды радиационного распада нейтрино  $\nu_i \rightarrow \nu_j\gamma$  в электромагнитном поле произвольной конфигурации, что послужило проверкой правильности расчета во внешнем скрещенном поле, в связи с имевшимися в литературе разногласиями.
6. Проанализирован процесс рассеяния нейтрино высокой энергии на ядре с излучением фотона, найдены спектр фотонов и полное сечение реакции в главном логарифмическом приближении. Наличие в лабораторном эксперименте с нейтрино высоких энергий от ускорителя четкого сигнала – одиночного жесткого  $\gamma$ -кванта без какого-либо сопровождения с очень узким угловым распределением – позволяет надеяться, что обсуждаемый процесс  $\nu\gamma^* \rightarrow \nu\gamma$  может стать доступным для наблюдения.
7. Вычислены однопетлевые индуцированные полем вклады в обобщенную амплитуду перехода  $j \rightarrow f\bar{f} \rightarrow j'$  в постоянном однородном магнитном и скрещенном поле, для произвольных комбинаций скалярного, псевдоскалярного, векторного и псевдовекторного взаимодействий феноменологических токов  $j$  с фермионами.
8. На основе полученной обобщенной амплитуды построен эффективный лагранжиан  $\nu\nu\gamma$ -взаимодействия, индуцированного внешним магнитным полем, в рамках стандартной модели с возможным смешиванием в лептонном секторе. Найдены оценки для вклада процесса распада фотона на нейтринную пару в магнитном поле в нейтринную светимость плазмы при взрыве сверхновой, показано, что этот вклад, одинаковый для всех ароматов нейтрино, может быть существенным в низкоэнергетической части нейтринного спектра.
9. Проведен общий анализ трехвершинной петлевой амплитуды в сильном магнитном поле для случаев, когда две из вершин – векторные, а тре-



тъя является скалярной, псевдоскалярной, векторной или аксиально-векторной. Показано, что только амплитуда со скалярной вершиной линейно растет с ростом напряженности магнитного поля, в то время как в остальных амплитудах линейно растущие вклады отсутствуют. Процесс  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  исследован в рамках лево-право-симметричного расширения стандартной модели электрослабых взаимодействий, где возможна эффективная скалярная  $\nu\nu ee$  - связь. Получена оценка нейтринной светимости из центральной области взрывающейся сверхновой за счет того, что одно (анти)нейтрино из  $\nu\bar{\nu}$ -пары является “стерильным” относительно стандартного слабого взаимодействия и свободно вылетает из горячей и плотной звездной среды.

10. Исследован процесс фоторождения нейтринной пары на ядре  $\gamma + Ze \rightarrow Ze + \gamma + \nu + \bar{\nu}$  в сильном магнитном поле и показано, что с учетом дисперсии фотона в поле катализирующее влияние последнего на данный процесс значительно уменьшается, что исправляет имевшееся в литературе ошибочное утверждение о возможной конкуренции нейтринного фоторождения с URCA - процессами.
11. Исследован процесс расщепления фотона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  в сильном магнитном поле как ниже, так и выше порога рождения электрон-позитронной пары, с учетом неколлинеарности кинематики. Вычислены вероятности расщепления реальных фотонов по различным каналам с учетом законов дисперсии фотона в сильном магнитном поле, а также больших радиационных поправок в окрестности первого циклотронного резонанса. Показано, что предел коллинеарной кинематики является неудовлетворительным приближением в этом случае, и что существенный вклад в вероятность расщепления реального фотона дает конфигурация поляризацій фотонов, запрещенная в коллинеарном пределе.
12. Вычислен массовый оператор электрона в сильном магнитном поле путем суммирования главных логарифмических вкладов во всех порядках теории возмущений, с учетом влияния сильного поля на поляризационный оператор виртуального фотона. Показано, что в главном логарифмическом приближении существенным является вклад не только от основного, но и от высших уровней Ландау виртуальных электронов. Исследован эффект генерации динамической массы электрона магнитным полем.

13. В рамках модели Пати - Салама с кварк-лептонной симметрией, где лептонное число трактуется, как четвертый цвет, показано, что для перенормируемости модели необходимо, наряду с известным смешиванием в кварковых слабых токах и аналогичным лептонным смешиванием, существование третьего типа смешивания фермионов – во взаимодействиях кварков и лептонов с лептокварками. Из анализа астрофизических и космологических данных по нейтринным процессам и ускорительных данных по редким распадам мезонов получены оценки на массу лептокварка и параметры матриц смешивания.
14. В модели Пати - Салама с кварк-лептонной симметрией проанализированы редкие распады мюона с несохранением лептонного числа и обнаружена специфическая иерархия вероятностей распадов  $\Gamma(\mu \rightarrow ee\bar{e}) \gg \Gamma(\mu \rightarrow e\gamma\gamma) \gg \Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)$ . Существующие ограничения на массу лептокварка и элементы матрицы смешивания позволяют установить верхние границы для относительной вероятности распада  $\mu \rightarrow e\gamma\gamma$  на уровне  $10^{-17}$  и для распада  $\mu \rightarrow ee\bar{e}$  на уровне  $10^{-14}$ , что в будущем может оказаться доступным экспериментальной проверке.

**Апробация результатов.** Основные результаты диссертации докладывались лично автором на следующих Российских и международных конференциях, школах и семинарах:

- Научные конференции Отделения ядерной физики РАН “Физика фундаментальных взаимодействий” (Москва, 1992–2002)
- 5 Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц “Элементарные частицы и внешние поля” (Ярославль, 1992)
- 8, 11 и 12 Международные семинары “Кварки” (Владимир, 1994; Пушкин, 2000; Новгород, 2002)
- 30 Международная Мориондская конференция “Электрослабые взаимодействия и единые теории” (Лез Арк, Франция, 1995)
- 9 и 11 Международные школы “Частицы и космология” (Баксанская Долина, Кабардино - Балкария, 1997, 2001)
- Международная конференция “Новые направления в физике нейтрино” (Рингберг, Германия, 1998)

- 5 и 6 Петербургские Зимние Школы по теоретической физике (Гатчина, 1999; Репино, 2000)
- Международная конференция “Частицы в астрофизике и космологии: от теории к наблюдениям” (Валенсия, Испания, 1999)
- Конференции “Физика нейтронных звезд” (С.-Петербург, 1999, 2001)
- Международный симпозиум “Сильные магнитные поля в нейтринной астрофизике” (Ярославль, 1999)

Автор докладывал результаты исследований на научных семинарах в Теоретическом отделе Института ядерных исследований РАН, в Отделе теоретической физики ГНЦ РФ “Институт физики высоких энергий”, в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований (Дубна), в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга, в Отделе теоретической астрофизики Физико-технического института РАН им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург), на кафедре теоретической физики Ярославского государственного университета им. П.Г. Демидова.

### **Публикации.**

По материалам диссертации опубликовано 33 работы, в числе которых 23 статьи – в ведущих рецензируемых российских и международных журналах и 10 статей в материалах российских и международных конференций и симпозиумов.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения. Она содержит два приложения, 34 рисунка и 3 таблицы. Список цитируемой литературы включает 215 наименований. Общий объем диссертации составляет 244 страницы.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность проблемы учета влияния внешней активной среды, электромагнитного поля и плазмы, на нейтринные процессы, сделан обзор литературы по данной тематике, охарактеризованы методы исследований. Сформулирована цель работы и кратко изложено содержание глав диссертации.

**Первая глава** посвящена исследованию запрещенного в вакууме процесса “распада” нейтрино  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$  во внешнем постоянном однородном магнитном поле. Вероятность процесса вычислена прямым методом на основе точных решений уравнения Дирака во внешнем поле.

В первом параграфе вероятность получена для случая сильного магнитного поля, когда электрон и позитрон рождаются в состояниях, соответствующих основному уровню Ландау, в следующем виде:

$$W = \frac{G_F^2 (C_V^2 + C_A^2)}{16\pi^3} e B E^3 \sin^4 \theta. \quad (1)$$

Здесь  $E$  – энергия начального нейтрино,  $\theta$  – угол между векторами импульса начального нейтрино  $\vec{P}$  и индукции магнитного поля  $\vec{B}$ ,  $C_V$ ,  $C_A$  – константы эффективного локального лагранжиана слабого  $\nu\nu e e$ -взаимодействия

$$C_V = \pm \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \quad C_A = \pm \frac{1}{2}, \quad (2)$$

где верхние знаки относятся к электронному нейтрино ( $\nu = \nu_e$ ), когда вклад в процесс дает обмен как  $Z$ , так и  $W$  - бозонами, а нижние знаки соответствуют мюонному и тау-нейтрино ( $\nu = \nu_\mu, \nu_\tau$ ), когда вклад дает только обмен  $Z$  - бозоном.

Случай больших энергий начального нейтрино, когда основной вклад в вероятность дают высшие уровни Ландау (приближение скрещенного поля), исследован во втором параграфе, где вероятность процесса  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$  получена в виде

$$W = \frac{G_F^2 (C_V^2 + C_A^2) m_e^6 \chi^2}{27\pi^3 E} \left( \ln \chi - \frac{1}{2} \ln 3 - \gamma_E - \frac{29}{24} \right). \quad (3)$$

Здесь  $\chi$  – динамический параметр процесса

$$\chi = \frac{e}{m_e^3} \sqrt{P^\alpha F_{\alpha\beta} F^{\beta\gamma} P_\gamma} = \frac{e B E \sin \theta}{m_e^3},$$

$\gamma_E = 0.577\dots$  – постоянная Эйлера. Отметим, что наряду с нашим результатом (3) в литературе имеется еще пять формул для вероятности с правильной зависимостью лидирующего вклада  $\sim \chi^2 \ln \chi$ , но различающихся общим коэффициентом и пост-логарифмическими членами. Кроме того, формула (3), строго говоря, получена в приближении  $\ln \chi \gg 1$ . В то же время в ряде физических задач реализуется ситуация, когда динамический параметр принимает умеренно большие значения, так что  $\chi \gg 1$ , и приближение скрещенного поля применимо, однако  $\ln \chi \sim 1$ . Очевидно, что необходимо было дополнительное исследование для прояснения ситуации. Нами был проведен уточненный расчет и получена достаточно простая формула для вероятности в виде однократного интеграла, справедливая при произвольных значениях динамического параметра, что значительно расширяет область применимости результатов. При больших значениях параметра  $\chi$  полученная формула воспроизводит результат (3), а при малых  $\chi$  согласуется с известным в литературе выражением. Полученная формула описывает процессы, диагональные по нейтринному аромату,  $\nu_e \rightarrow \nu_e e^- e^+$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu e^- e^+$ ,  $\nu_e \rightarrow \nu_e \mu^- \mu^+$ , и т.д. Во втором параграфе получено также общее выражение для вероятности нейтринного рождения лептонной пары, описывающее, кроме перечисленных, еще и процессы вида  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e \mu^- e^+$ , и т.д.

В третьем параграфе вычислены средние потери энергии и импульса нейтрино в магнитном поле за счет рождения  $e^- e^+$ -пар и проанализированы возможные астрофизические приложения данного процесса. Для доли энергии, теряемой на рождение пар нейтринным потоком, выходящим из центральной области коллапсирующей звезды, в оболочке которой возникло сильное магнитное поле,  $eB \gg E^2$ , получена следующая оценка:

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}_{tot}} \sim 0.6 \cdot 10^{-2} \cdot \left( \frac{B}{10^{17} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{\bar{E}}{10 \text{ МэВ}} \right)^3 \left( \frac{\Delta \ell}{10 \text{ км}} \right), \quad (4)$$

где  $\mathcal{E}_{tot}$  – полная энергия, уносимая нейтринным потоком,  $\bar{E}$  – энергия нейтрино, усредненная по спектру,  $\Delta \ell$  есть характерный размер области, где поле меняется несущественно. Таким, образом, при наличии достаточно сильного магнитного поля, за счет процесса нейтринного рождения электрон-позитронных пар могла бы быть решена известная проблема FOE (ten to the Fifty One Ergs), состоящая в том, что для согласованного описания динамики взрыва сверхновой необходимо, чтобы выходящий нейтринный поток за счет какого-либо механизма оставлял в оболочке  $\sim 10^{51}$  эрг, то есть около 1% полной выделяющейся при взрыве энергии  $\sim 10^{53}$  эрг.

Для асимметрии вылета нейтрино по отношению к магнитному полю звез-

ды,  $A = |\sum_i \mathbf{p}_i| / \sum_i |\mathbf{p}_i|$ , в том же пределе сильного поля полоидального типа получено

$$A \sim 2 \cdot 10^{-3} \cdot \left( \frac{B}{10^{17} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{\bar{E}}{10 \text{ МэВ}} \right)^3 \left( \frac{\Delta \ell}{10 \text{ км}} \right). \quad (5)$$

В основе асимметрии потери импульса нейтрино в магнитном поле (5) лежит нарушение пространственной четности в слабом взаимодействии, при этом вклады в асимметрию от вылетающих нейтрино и антинейтрино суммируются, в силу  $CP$ -инвариантности. Импульс, теряемый нейтрино, приводит к возникновению “толчковой” скорости остатка катаклизма – нейтронной звезды, или пульсара (Чугай, 1984). Если по каким-либо причинам физические параметры имели бы величины порядка масштабов формулы (5), то только за счет нейтринного рождения электрон-позитронных пар в сильном магнитном поле звезды это привело бы для пульсара с массой около массы Солнца к скоростям порядка 150 км/с.

**Вторая глава** посвящена изучению нейтрино-электронных процессов в сильно замагниченной плазме. Исследован полный набор процессов, включающий, кроме канонических реакций рассеяния  $\nu e^\mp \rightarrow \nu e^\mp$  и аннигиляции  $\nu \bar{\nu} \rightarrow e^- e^+$ , также экзотические процессы “синхротронного” излучения и поглощения нейтринной пары  $e \leftrightarrow e \nu \bar{\nu}$  и нейтринного излучения и поглощения электрон-позитронной пары  $\nu \leftrightarrow \nu e^- e^+$ . Показано, что при этом процессы с рождением и поглощением пары нейтрино-антинейтрино кинематически подавлены в случае относительно высоких энергий нейтрино,  $E_\nu \gg m_e$ , и горячей плотной плазмы  $T, \mu \gg m_e$ . Суммарная вероятность всех процессов, содержащих нейтрино как в начальном, так и в конечном состоянии, такого подавления не имеет. Обнаружено, что полная вероятность этих процессов, а также средние потери энергии и импульса нейтрино не зависят от химического потенциала  $e^- e^+$  - плазмы, тогда как вклады отдельных процессов такую зависимость содержат. Это является новым и неожиданным результатом.

Получены оценки интегрального действия выходящего нейтринного потока на замагниченную электрон-позитронную плазму оболочки ядра взрывающейся сверхновой с сильным магнитным полем, с учетом разницы спектральных температур разных типов нейтрино. При установлении, за счет  $\beta$ -процессов, температуры плазмы, близкой к спектральной температуре фракции электронных нейтрино, должно проявляться существенное силовое воздействие более энергичных мюонных и тауонных нейтрино на плазму, направленное вдоль магнитного поля. Для суммарного вклада всех сортов нейтрино

имеем:

$$\mathcal{F}_z \simeq 3.6 \cdot 10^{20} \frac{\text{дН}}{\text{см}^3} \cdot \left( \frac{B}{10^{16} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{T}{4 \text{ МэВ}} \right)^7. \quad (6)$$

Плотность силы (6) оказывается того же порядка, и, что особенно важно, того же знака, что и аналогичная величина, обусловленная  $\beta$  - процессами. Отметим, что плотность силы (6) на 5 порядков меньше плотности гравитационной силы и поэтому практически не влияет на радиальную динамику оболочки сверхновой. Однако в случае, когда в оболочке генерируется тороидальное магнитное поле (Бисноватый-Коган, 1970, 1989), сила (6), направленная вдоль поля, способна достаточно быстро, за времена порядка секунды привести к существенному перераспределению касательных скоростей плазмы. При этом в двух тороидах, в которых магнитное поле имеет противоположные направления, касательное нейтринное ускорение плазмы будет иметь разный знак по отношению к вращательному движению плазмы. Этот эффект, в свою очередь, может привести к существенному перераспределению силовых линий магнитного поля, концентрируя их преимущественно в одном из тороидов, а значит, и к значительной асимметрии энергии магнитного поля в двух полушариях, что может быть причиной асимметричного взрыва сверхновой (Бисноватый-Коган, Моисеенко, 1992, 1993), и служить объяснением феномена больших собственных скоростей пульсаров (Шкловский, 1969; Lyne, Lorimer, 1994).

Таким образом, при детальном анализе астрофизических катаклизмов, таких, как взрывы сверхновых и слияния нейтронных звезд, где, в принципе, могут реализоваться рассматриваемые физические условия, учет влияния активной среды – замагниченной  $e^-e^+$  - плазмы – на квантовые процессы с участием нейтрино может оказаться существенным.

В **третьей главе** исследуется комптоноподобное взаимодействие нейтрино с фотонами. В первом параграфе вычислена общая амплитуда процесса  $\nu_i \gamma^* \rightarrow \nu_j \gamma^*$ , охватывающая случаи массивных и безмассовых нейтрино, виртуальных и реальных фотонов, как в стандартной модели электрослабого взаимодействия с учетом возможного смешивания в лептонном секторе, так и в рамках обобщения стандартной модели с нарушенной лево-правой симметрией и со смешиванием векторных бозонов, взаимодействующих с левыми и правыми заряженными слабыми токами.

Полученная амплитуда позволила, в частности, путем замены тензора электромагнитного поля одного из фотонов на тензор внешнего электромагнитного поля, получить первый член разложения по внешнему полю амплитуды

радиационного распада нейтрино  $\nu_i \rightarrow \nu_j \gamma$  и проверить правильность расчетов во внешнем электромагнитном поле произвольной конфигурации, в связи с имеющимися в литературе разногласиями.

В качестве еще одного применения общей формулы для амплитуды  $\nu_i \gamma^* \rightarrow \nu_j \gamma^*$  во втором параграфе рассмотрен процесс рассеяния нейтрино высокой энергии на ядре с излучением фотона. Для спектра испускаемых фотонов в главном логарифмическом приближении получено:

$$d\sigma = \frac{\alpha}{54\pi} \left( \frac{Z\alpha}{\pi} \right)^2 \frac{G_F^2 k_m^2}{\pi} \frac{d\omega}{\omega} \left[ 1 - \frac{\omega}{E} + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{E} \right)^2 \right] \ln^3 \left( \frac{2\omega}{k_m} \right), \quad (7)$$

где  $E$  – энергия начального нейтрино,  $k_m$  – максимальная величина передаваемого ядру импульса, порядка обратного радиуса ядра:  $k_m \simeq 200 \text{ МэВ} \cdot A^{-1/3}$ ,  $Z, A$  – зарядовое и массовое числа ядра,  $\omega$  – энергия испускаемого фотона. В том же приближении полное сечение равно

$$\sigma \simeq \left( \frac{\alpha}{2\pi} \right)^3 \frac{Z^2}{27} \frac{G_F^2 k_m^2}{\pi} \ln^4 \left( \frac{2E}{k_m} \right), \quad (8)$$

что при энергии нейтрино  $E \simeq 100 \text{ ГэВ}$  дает

$$\sigma \sim \frac{Z^2}{A^{2/3}} \cdot 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (9)$$

В лабораторном эксперименте с нейтрино высоких энергий от ускорителя такой процесс проявлялся бы, как тормозное излучение нейтрино в кулоновском поле ядра ( $\nu_i + \text{ядро} \rightarrow \nu_j + \gamma + \text{ядро}$ ). При этом экспериментальным свидетельством реакции должно быть обнаружение одиночного жесткого  $\gamma$ -кванта без какого-либо сопровождения. Такой сигнал возможен также при когерентном излучении  $\gamma$ -кванта нуклонами ядра (Герштейн, Комаченко, Хлопов, 1981), однако обсуждаемый процесс характеризуется более узким угловым распределением  $\gamma$ -квантов,  $\theta < k_m/E$  вместо  $\theta < \sqrt{k_m/E}$ . Кроме того, необходимо уметь различать в нейтринном эксперименте электромагнитные ливни от фотонов и от электронов отдачи в стандартном процессе рассеяния  $\nu e \rightarrow \nu e$ , сечение которого в  $10^4$  раз больше, чем сечение (8). Экспериментальное наблюдение обсуждаемого процесса явилось бы одним из тестов на применимость высших порядков теории возмущений в стандартной модели электрослабого взаимодействия.



**Четвертая глава** посвящена исследованию двухвершинных однопетлевых процессов во внешнем магнитном поле.

Вычисленные в первом параграфе однопетлевые индуцированные полем вклады в обобщенную амплитуду перехода  $j \rightarrow f\bar{f} \rightarrow j'$  в постоянном однородном магнитном и скрещенном поле, для произвольных комбинаций скалярного, псевдоскалярного, векторного и псевдовекторного взаимодействий феноменологических токов  $j$  с фермионами, полученные с использованием точных решений уравнения Дирака во внешнем электромагнитном поле, имеют достаточно широкую общность. Результаты могут применяться при анализе разнообразных физических величин и процессов во внешнем поле. Диагональные по обобщенным токам амплитуды определяют индуцированные внешним полем вклады в массовые операторы скалярных и псевдоскалярных частиц, поляризационный оператор фотона в поле. Аналогично можно получить амплитуды переходов  $\nu \rightarrow \nu\gamma$ , ‘аксион  $\leftrightarrow$  фотон’,  $a \rightarrow \nu\bar{\nu}$  и других, а также, используя мнимые части соответствующих амплитуд, анализировать процессы типа  $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^-e^+$ ,  $a \rightarrow e^-e^+$ .

Показано, что при использовании полученных результатов для вычисления амплитуд процессов с участием псевдоскалярных и аксиальных токов существует опасность получить неверный линейный по полю член, вследствие треугольной аномалии Адлера. Указана дополнительная процедура вычитания линейного по полю члена амплитуды, с последующим его восстановлением

$$\Delta\widetilde{\mathcal{M}} = \left( \mathcal{M} - \mathcal{M}\Big|_{B=0} - B\frac{\partial\mathcal{M}}{\partial B}\Big|_{B=0} \right) + \widetilde{\mathcal{M}}^{(1)}, \quad (10)$$

где выражение в скобках свободно от аномалии Адлера, а схема восстановления правильного линейного по полю члена  $\widetilde{\mathcal{M}}^{(1)}$  должна определяться конкретным типом процесса, в зависимости от происхождения треугольной аномалии. Приведен пример восстановления линейного члена для вектор – аксиальной части амплитуды процесса тормозного излучения фотона при распространении нейтрино в сильном внешнем магнитном поле,  $\nu \rightarrow \nu\gamma$ , где происхождение треугольной аномалии связано с переходом к локальному пределу слабого взаимодействия. Здесь правильный линейный по полю член восстанавливается с помощью амплитуды процесса  $\nu_i\gamma^* \rightarrow \nu_j\gamma^*$ , найденной в третьей главе.

Во втором параграфе на основе полученной обобщенной амплитуды построен эффективный лагранжиан  $\nu\nu\gamma$  – взаимодействия, индуцированного внешним магнитным полем, в рамках стандартной модели с возможным смешиванием в лептонном секторе. Результат применим для магнитного поля

произвольной интенсивности, когда частицы, вообще говоря, находятся вне массовой поверхности.

В третьем параграфе рассмотрен процесс распада фотона на нейтринную пару в магнитном поле. Вероятность процесса вычислена в двух предельных случаях, когда максимальным физическим параметром задачи является либо напряженность магнитного поля, либо энергия распадающегося фотона. Показано, что сингулярность полюсного типа, возникающая в пределе сильного поля вблизи порога  $\omega \sin \theta \rightarrow 2m_e$ , является кажущейся и устраняется путем аккуратного решения уравнения дисперсии фотона в этом пределе. Найдена следующая оценка для вклада процесса распада фотона  $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  в нейтринную светимость плазмы в условиях взрыва сверхновой:

$$L = \frac{dE}{dt} \sim 10^{45} \frac{\text{эрг}}{\text{с}} \cdot \left( \frac{B}{10^{15} \text{ Гс}} \right)^2 \left( \frac{T}{2 \text{ МэВ}} \right)^5 \left( \frac{R}{100 \text{ км}} \right)^3. \quad (11)$$

Этот вклад оказался малым по сравнению с полной светимостью  $10^{52}$  эрг/с, однако он одинаков для всех ароматов нейтрино и может быть существенным в низкоэнергетической части нейтринного спектра.

В четвертом параграфе на основе мнимых частей амплитуд типа вектор – вектор, аксиал – аксиал и вектор – аксиал, с соответствующими подстановками обобщенных токов, продемонстрирован еще один способ получения дифференциальных вероятностей процесса  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$  в магнитном и скрещенном поле, вычисленных в первой главе через точные решения уравнения Дирака во внешнем поле.

В **пятой главе** изучаются трех- и четырехвершинные однопетлевые процессы во внешнем магнитном поле, с использованием асимптотической формы электронного пропагатора в поле. С целью исследования фотон - нейтринного процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , во втором параграфе проанализированы комбинации вершин вида “скаляр – вектор – вектор” ( $SVV$ ), “псевдоскаляр – вектор – вектор” ( $PVV$ ), “вектор – вектор – вектор” ( $VVV$ ) и “аксиал – вектор – вектор” ( $AVV$ ). Показано, что только амплитуда вида  $SVV$  линейно растет с ростом напряженности магнитного поля, в то время как в остальных амплитудах,  $PVV$ ,  $VVV$  и  $AVV$ , линейно растущие вклады отсутствуют. В третьем параграфе процесс  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  исследован в рамках лево-право-симметричного расширения стандартной модели электрослабых взаимодействий, где возможна эффективная скалярная  $\nu\nu e e$  - связь, вычислены амплитуда и сечение процесса. В четвертом параграфе получены оценки нейтринной светимости из центральной области взрывающейся сверхновой за счет того, что одно (анти)нейтрино из  $\nu\bar{\nu}$ -пары является “стерильным” относительно стандартного

слабого взаимодействия и свободно вылетает из горячей и плотной звездной среды. В случае низких температур,  $T \lesssim m_e$ , для мощности нейтринного излучения из единицы объема имеем:

$$Q \simeq 2.5 \cdot 10^{13} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{с}} \cdot \left( \frac{\zeta}{0.013} \right)^2 \left( \frac{B}{B_e} \right)^2 \left( \frac{T}{m_e} \right)^{11}. \quad (12)$$

В случае высоких температур,  $T \gg m_e$ , получено:

$$Q \simeq 0.4 \cdot 10^{12} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{с}} \cdot \left( \frac{\zeta}{0.013} \right)^2 \left( \frac{B}{B_e} \right)^2 \left( \frac{T}{m_e} \right)^3 \ln^5 \frac{T}{m_e}. \quad (13)$$

Рассматривая типичные параметры взрыва сверхновой (Raffelt, 1996),  $T \sim 35 \text{ МэВ}$ ,  $V \sim 10^{19} \text{ см}^3$ , и предполагая, что в оболочке генерируется сильное магнитное поле  $B \sim 10^3 B_e$ , для вклада индуцированного полем процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  в нейтринную светимость звезды получим:

$$L \sim 10^{45} \frac{\text{эрг}}{\text{с}} \cdot \left( \frac{\zeta}{0.013} \right)^2. \quad (14)$$

Таким образом, хотя вклад обсуждаемого процесса в энергетику сверхновой достаточно мал, тем не менее, при напряженности поля  $B \gtrsim B_e$  этот механизм может доминировать над другими обсуждавшимися в литературе механизмами процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  по вкладу в нейтринную испускательную способность замагниченной звезды.

У фотон-нейтринного процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , как в вакууме, так и в сильном магнитном поле имеется конкурирующий канал с дополнительным фотоном,  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ , несмотря на лишний фактор  $\alpha$ . В пятом параграфе этот процесс изучен в сильном магнитном поле в случае, когда один из двух начальных фотонов – виртуальный, что реализуется в процессе фоторождения нейтринной пары на ядре  $\gamma + Ze \rightarrow Ze + \gamma + \nu + \bar{\nu}$ . Показано, что с учетом дисперсии фотона в сильном магнитном поле катализирующее влияние последнего на данный процесс значительно уменьшается, что исправляет имевшееся в литературе (Скобелев, 2001) ошибочное утверждение о возможной конкуренции нейтринного фоторождения с URCA - процессами в механизме остывания сильно замагниченной нейтронной звезды. Действительно, для мощности нейтринного излучения из единицы объема за счет процесса фоторождения нейтринной пары получаем:

$$Q = \frac{8(2\pi)^9}{225} Z^2 \alpha^2 G_F^2 m_e^6 n_N \left( \frac{T}{m_e} \right)^{14} J(\beta), \quad (15)$$

где  $n_N$  – концентрация ядер,  $\beta = (\alpha/3\pi)(B/B_e)$  – безразмерный параметр, определяющий влияние поля. При величинах поля  $10^3 B_e$  и  $10^4 B_e$  параметр  $\beta$  принимает значения соответственно 0.77 и 7.7, то есть малым считаться не может. Функция  $J(\beta)$  имеет вид многократного интеграла, результат численного вычисления которого представлен на рис. 1. Видно, что учет влияния

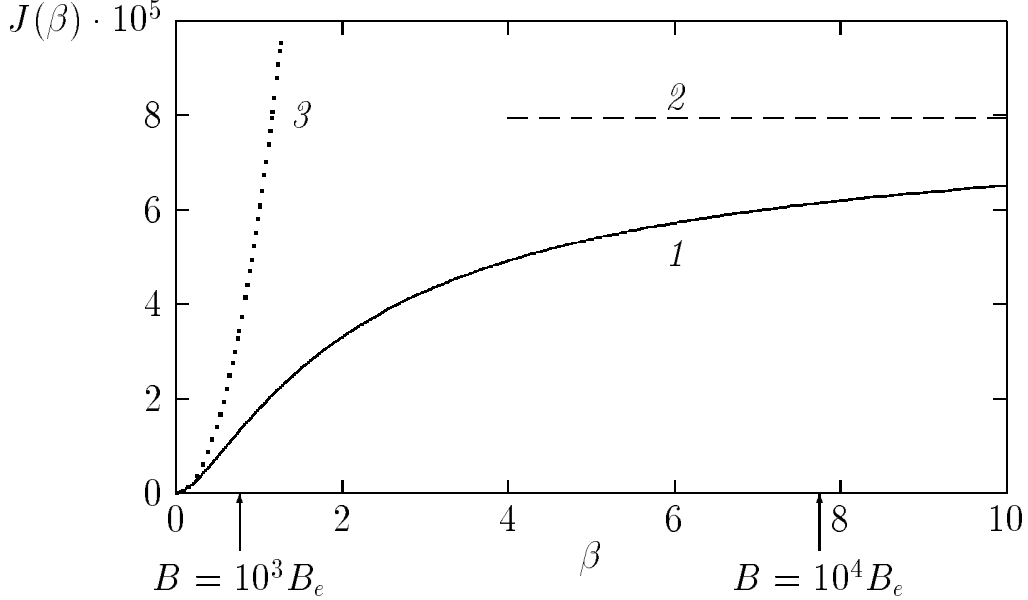


Рис. 1: Зависимость функции  $J(\beta)$  от полевого параметра  $\beta$  (линия 1). Линией 2 показана асимптотика функции при больших значениях  $\beta$ ,  $J(\beta) \rightarrow 8 \cdot 10^{-5}$ . Линия 3 изображает зависимость  $\sim \beta^2$ , которая имела бы место без учета влияния магнитного поля на дисперсию фотонов.

сильного магнитного поля на дисперсию фотона принципиально изменяет зависимость величины  $Q$  от величины поля, а именно, вместо квадратичной зависимости происходит выход на константу, что дает следующую верхнюю границу в асимптотически сильном поле

$$Q \lesssim 2.3 \cdot 10^{27} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3\text{с}} \cdot \left(\frac{T}{m_e}\right)^{14} \left\langle \frac{Z^2}{A} \right\rangle \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right), \quad (16)$$

где  $Z, A$  – зарядовое и массовое числа ядра, усреднение производится по всем ядрам,  $\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$  – характерная ядерная плотность,  $\rho$  – средняя плотность звезды. Кроме того, возникший в формулах (15), (16) и в аналогичных формулах работы (Скобелев, 2001) большой числовой множитель происходит от интеграла по энергиям начального фотона  $\omega_1$ . Однако данный интеграл набирает свою величину в области значений аргумента

$\omega_1 \sim (10 \div 20) T$ . Отсюда следует, что, поскольку амплитуда процесса получена в приближении  $\omega \lesssim m_e$ , выражение для мощности нейтринных потерь энергии может быть справедливым при температурах фотонного газа  $T \lesssim (1/10) m_e$ , но оно заведомо неприменимо при температурах  $T \sim m_e$ . Таким образом, объемная плотность мощности потерь за счет фоторождения нейтрино на ядрах (16) содержит подавляющий фактор  $(T/m_e)^{14} \lesssim 10^{-14}$  и не может конкурировать с потерями за счет URCA - процессов.

Шестой параграф посвящен анализу процесса расщепления фотона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  в сильном магнитном поле как ниже, так и выше порога рождения электрон - позитронной пары. Показано, что предел коллинеарной кинематики является неудовлетворительным приближением в этом случае. Вычислены вероятности расщепления реальных фотонов по различным каналам с учетом законов дисперсии фотона в сильном магнитном поле, а также больших радиационных поправок в окрестности первого циклотронного резонанса, что обуславливает существенное отклонение от коллинеарности кинематики. На рис. 2 приведены вероятности расщепления фотона по каналам  $1 \rightarrow 22$  (раз-

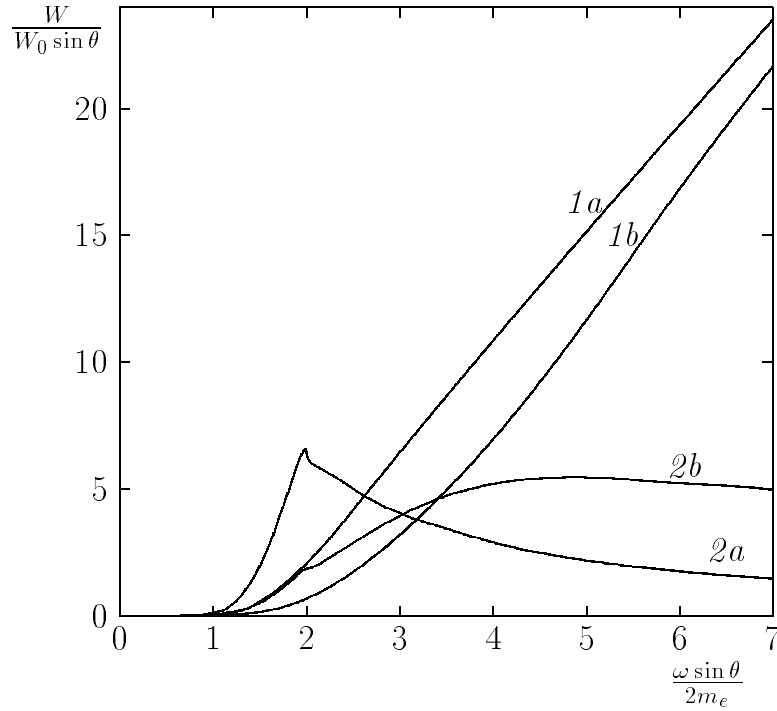


Рис. 2: Зависимость вероятности расщепления фотона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  от его энергии выше порога рождения пары:

$1a, 1b$  – для “запрещенного” канала  $1 \rightarrow 12$  при напряженности магнитного поля  $B = 10^2 B_e$  и  $10^3 B_e$  соответственно;

$2a, 2b$  – для “разрешенного” канала  $1 \rightarrow 22$  при напряженности магнитного поля  $B = 10^2 B_e$  и  $10^3 B_e$  соответственно.

решенный в коллинеарном пределе) и  $1 \rightarrow 12$  (запрещенный в коллинеарном пределе). Здесь цифры 1 и 2 обозначают фотонные моды, то есть стационарные состояния фотона в магнитном поле, вектор поляризации фотона моды 1 перпендикулярен плоскости, образуемой векторами импульса фотона и напряженности магнитного поля, а вектор поляризации фотона моды 2 лежит в этой плоскости. Как видно из рис. 2, при высоких энергиях фотона оба канала дают существенный вклад в вероятность распада, причем “запрещенный” канал  $1 \rightarrow 12$  доминирует.

Еще один пример существенного влияния сильного магнитного поля на свойства виртуального фотона содержится в **шестой главе**, где проведено последовательное вычисление массового оператора электрона в сильном магнитном поле. В первом и втором параграфах на однопетлевом уровне продемонстрировано, как дважды логарифмическая асимптотика, применяемая для полей  $B \lesssim B_e/\alpha$ , при больших значениях величины поля, с учетом влияния сильного поля на поляризационный оператор виртуального фотона, за счет чего фотон моды 2 приобретает эффективную массу  $m_\gamma = \sqrt{(2\alpha/\pi) eB}$ , заменяется на однологарифмическую. В третьем параграфе показано, что в главном логарифмическом приближении существенным является вклад не только от основного, но и от высших уровней Ландау виртуальных электронов, что приводит к перенормировке заряда электрона в сильном магнитном поле,  $\alpha \rightarrow \alpha_R$ . В четвертом параграфе вычислен многопетлевой вклад в массовый оператор электрона, путем суммирования главных логарифмических вкладов во всех порядках теории возмущений, определяемых диаграммами типа “радуга”, и показано, что масса электрона, как функция поля, является сингулярной, что, однако, проявляется только в сверхсильном поле.

Анализ поведения массового оператора в асимптотически сильных полях, проведенный в пятом параграфе, основан на использовании системы уравнений Швингера - Дайсона, которая в этом пределе состоит только из двух уравнений, поскольку существует калибровка, в которой вершинная функция редуцируется к вакуумной,  $\Gamma_\mu \rightarrow \gamma_\mu$ . Возникающее интегральное уравнение для массового оператора электрона в приближении лидирующих логарифмов приводит к следующему трансцендентному уравнению для физической массы электрона:

$$m = m_0 + m \frac{\alpha_R}{2\pi} \left( \ln \frac{\pi}{\alpha_R} - \gamma_E \right) \ln \frac{eB}{m^2}, \quad (17)$$

где

$$\alpha_R = \frac{\alpha}{1 - (\alpha/3\pi) \ln(eB/m^2)}. \quad (18)$$

Уравнение (17) решает задачу нахождения физической массы электрона, которая свободна от сингулярности, при любых как угодно больших значениях магнитного поля. Перенормированная полем электромагнитная константа связи  $\alpha_R$  (18) также не содержит сингулярности.

Анализ уравнения (17) показывает, что его решение в асимптотически больших полях, когда  $m \gg m_0$ , практически перестает зависеть от  $m_0$ . Ненулевое решение для  $m$  при  $m_0 = 0$  означает возникновение в магнитном поле динамической массы у исходно безмассового электрона, этот эффект называется также динамическим нарушением киральной симметрии (Gusynin, Miransky, Shovkovy, 1995). В шестом параграфе эффект генерации динамической массы магнитным полем исследован в модели с  $N$  заряженными фермионами. В главном логарифмическом приближении получено, что при любом значении константы связи  $\alpha$  существует некоторое критическое значение числа фермионов  $N_{cr}$ , такое, что при  $N < N_{cr}$  существует два значения динамической массы фермиона. Этот результат, однако, оказался неустойчивым относительно поправок следующего порядка по перенормированной константе связи  $\alpha_R$ .

**Седьмая глава** посвящена анализу ограничений, возникающих из анализа нейтринных процессов в астрофизике и космологии, на параметры возможного расширения стандартной модели электрослабых взаимодействий, содержащего кварк-лептонную симметрию, где лептонное число трактуется, как четвертый цвет, и основанного на группе  $SU(4)_V \otimes SU(2)_L \otimes G_R$  (модель Пати – Салама). В первом параграфе показано, что кроме известного смешивания Кабиббо - Кобаяши - Маскава в кварковых слабых токах и недавно обнаруженного на нейтринном эксперименте в Садбери (SNO Collaboration, 2002) аналогичного лептонного смешивания, для перенормируемости модели необходимо существование третьего типа смешивания фермионов – во взаимодействиях кварков и лептонов с лептокварками. Во втором параграфе из анализа ускорительных, астрофизических и космологических данных получены оригинальные оценки на массу лептокварка и параметры матриц смешивания. Найден нижний предел на массу лептокварка, не зависящий от параметров смешивания и основанный на астрофизическом и космологическом ограничении на процесс  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , возникающих в первом случае из анализа дополнительного вклада этого процесса в энергопотерю сверхновой SN1987A

(Natale, 1991), а в другом – из анализа процесса рождения правых нейтрино космическим тепловым фоном за счет конверсии  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$  при температуре ранней Вселенной вблизи значения пионной массы (Lam, Ng, 1991). Эти ограничения, близкие по величине, дают:

$$M_{LQ} > 18 \text{ ТэВ.} \quad (19)$$

Нижний предел на массу лептокварка, также не содержащий параметров смешивания и не зависящий от астрофизических и космологических оценок, получен из комбинированного анализа данных по редким распадам  $\pi$ ,  $K$ ,  $B$ -мезонов, прежде всего из верхних границ на распады  $K_L^0 \rightarrow \mu e$ ,  $B_s^0 \rightarrow \mu e$  и из отношения  $\mu - e$  универсальности для распадов  $K \rightarrow e\nu$  и  $K \rightarrow \mu\nu$ , и оказался близким к ограничению (19):

$$M_{LQ} > 20.7 \text{ ТэВ.} \quad (20)$$

В третьем параграфе в рамках модели Пати - Салама с кварк-лептонной симметрией проанализированы редкие распады мюона с несохранением лептонного числа и обнаружена специфическая иерархия вероятностей распадов  $\Gamma(\mu \rightarrow ee\bar{e}) \gg \Gamma(\mu \rightarrow e\gamma\gamma) \gg \Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)$ . Существующие ограничения на массу лептокварка и элементы матрицы смешивания позволили установить верхние границы для относительной вероятности распада  $\mu \rightarrow e\gamma\gamma$  на уровне  $10^{-17}$  и для распада  $\mu \rightarrow ee\bar{e}$  на уровне  $10^{-14}$ , что в будущем может оказаться доступным экспериментальной проверке. Полученные результаты могут представлять интерес при обсуждении перспектив дальнейших поисков редких распадов мюона.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

## ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Neutrino energy and momentum loss through the process  $\nu \rightarrow \nu e^- e^+$  in a strong magnetic field // Phys. Lett. 1997. V. B394. No. 1,2. P. 123-126.
2. Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Нейтринное рождение электрон-позитронных пар в магнитном поле // ЯФ. 1997. Т. 60. № 11. С. 2038-2047.



3. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V., Romyantsev D.A. Lepton pair production by high-energy neutrino in an external electromagnetic field // *Mod. Phys. Lett.* 2000. V. A15. No. 8. P. 573-578.
4. Кузнецов А.В., Михеев Н.В., Румянцев Д.А. Нейтринное рождение лептонных пар во внешнем электромагнитном поле // *ЯФ.* 2002. Т. 65. № 2. С. 303-306.
5. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Neutrino - electron processes in a strong magnetic field and plasma // *Mod. Phys. Lett.* 1999. V. A14. No. 36. P. 2531-2536.
6. Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Влияние плазмы на процессы  $\nu \rightarrow \nu e^+ e^-$ , ... в магнитном поле // *ЯФ.* 1999. Т. 62. № 12. С. 2272-2275.
7. Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Взаимодействие нейтрино с сильно замагниченной электрон - позитронной плазмой // *ЖЭТФ.* 2000. Т. 118. № 4. С. 863-876.
8. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Plasma influence on the neutrino-electron processes in a strong magnetic field // *Nuclear Physics B (Proceedings Supplement)*. 2000. V. 81. P. 302-308.
9. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Neutrino-electron processes in a strong magnetic field and plasma // In: *Proceedings of the X International Baksan School "Particles and Cosmology"*, Baksan Valley, Kabardino Balkaria, Russia, 1999. Edited by E.N. Alexeev et al. Inst. Nucl. Res., Moscow, 2000. P. 44-52.
10. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Variation of the energy and momentum of a neutrino propagating in a strongly magnetized  $e^- e^+$  plasma // In: *Proceedings of the International Workshop "Strong Magnetic Fields in Neutrino Astrophysics"*, Yaroslavl, Russia, 1999. Edited by A.V. Kuznetsov, N.V. Mikheev, A.Ya. Parkhomenko. Yaroslavl St. Univ., Yaroslavl, 2000. P. 79-86.
11. Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Нейтрино-электронные процессы в сильно замагниченной плазме // В сб.: *Физика элементарных частиц и атомного ядра / Материалы XXXIV зимней школы ПИЯФ, Репино, 2000 г.* Ред. В.А. Гордеев и др. ПИЯФ, С.-Петербург, 2000. С. 201-222.

12. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Neutrino - electron processes in the presence of a strong magnetic field and hot dense plasma // In: Proceedings of the 11th International Seminar "Quarks'2000", Pushkin, Russia, 2000. Edited by G.B. Pivovarov et al. Inst. Nucl. Res., Moscow, 2002. P. 116-125.
13. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Compton-like interaction of massive neutrinos with virtual photons // Phys. Lett. 1993. V. B299. No. 3-4. P. 367-369.
14. Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Амплитуда процесса  $\nu_i \gamma^* \rightarrow \nu_j \gamma^*$  с виртуальными фотонами и тормозное излучение при рассеянии нейтрино в кулоновском поле ядра // ЯФ. 1993. Т. 56. № 6. С. 108-114.
15. Боровков М.Ю., Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Однопетлевая амплитуда перехода  $j \rightarrow f \bar{f} \rightarrow j'$  во внешнем электромагнитном поле // ЯФ. 1999. Т. 62. № 9. С. 1714-1722.
16. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V., Vassilevskaya L.A. Photon splitting  $\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$  in an external magnetic field // Phys. Lett. 1998. V. B427. No. 1,2. P. 105-108.
17. Василевская Л.А., Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Индуцированное магнитным полем нейтрино-фотонное  $\nu\nu\gamma$ -взаимодействие // ЯФ. 1999. Т. 62. № 4. С. 715-722.
18. Василевская Л.А., Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Нейтринные процессы в сильном внешнем магнитном поле // В сб.: Физика элементарных частиц и атомного ядра / Материалы XXXIII зимней школы ПИЯФ, Гатчина, 1999 г. Ред. В.А. Гордеев и др. ПИЯФ, С.-Петербург, 1999. С.182-206.
19. Chistyakov M.V., Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Photon splitting above the pair creation threshold in a strong magnetic field // Phys. Lett. 1998. V. B434. No. 1. P. 67-73.
20. Кузнецов А.В., Михеев Н.В., Чистяков М.В. Расщепление фотона на два фотона в сильном магнитном поле // ЯФ. 1999. Т. 62. № 9. С. 1638-1646.
21. Chistyakov M.V., Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. The transitions  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  and  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  in a strong magnetic field // In: Proceedings of the Ringberg Euroconference "New Trends in Neutrino Physics", Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, 1998. Edited by B. Kniehl, G. Raffelt and N. Schmitz. World Scientific Publishing Co., 1999. P. 245-254.

22. Chistyakov M.V., Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Photon splitting in a strong magnetic field // In: Proceedings of the 10th International Seminar "Quarks-98", Suzdal, Russia, 1998. Edited by F.L. Bezrukov et al. Inst. Nucl. Res., Moscow, 1999. V. 1. P. 299-308.
23. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Photon-pair conversion into neutrinos in a strong magnetic field // Mod. Phys. Lett. 2001. V. A16. No. 25. P. 1659-1665.
24. Кузнецов А.В., Михеев Н.В., Румянцев Д.А. Процесс  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  в сильном магнитном поле // ЯФ. 2003. Т. 66. № 2. С. 319-326.
25. Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Фоторождение нейтрино на ядрах в сильном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. № 9. С. 531-534.
26. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V., Osipov M.V. Electron mass operator in a strong magnetic field // Mod. Phys. Lett. 2002. V. A17. No. 4. P. 231-235.
27. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Electron mass operator in a strong magnetic field and dynamical chiral symmetry breaking // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. No. 1. P. 011601 (1-4).
28. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Vector leptoquarks could be rather light? // Phys. Lett. 1994. V. B329. No. 1,2. P. 295-299.
29. Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Новый тип смешивания в рамках минимальной кварк-лептонной симметрии и нижний предел на массу векторного лептокварка // ЯФ. 1995. Т. 58. № 12. С. 2228-2234.
30. Kuznetsov A.V., Mikheev N.V. Could vector leptoquarks be rather light? // In: Proceedings of the 8th International Seminar "Quarks '94", Vladimir, Russia, 1994. Edited by D.Yu. Grigoriev et al. World Scientific Publishing Co., 1995. P. 357-362.
31. Gvozdev A.A., Kuznetsov A.V., Mikheev N.V., Vassilevskaya L.A. Muon decays with lepton-number violation via vector leptoquark // Phys. Lett. 1995. V. B345. No. 4. P. 490-494.
32. Василевская Л.А., Гвоздев А.А., Кузнецов А.В., Михеев Н.В. Распады мюона с несохранением лептонного числа в модели с минимальной кварк-лептонной симметрией  $SU(4)_V \otimes SU(2)_L \otimes G_R$  // ЯФ. 1995. Т. 58. № 9. С. 1667-1671.

33. Gvozdev A.A., Kuznetsov A.V., Mikheev N.V., Vassilevskaya L.A. Three types of fermion mixing and possible manifestations of a Pati-Salam leptoquark in the low-energy processes // In: Proceedings of XXXth Rencontres de Moriond: '95 Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, 1995. Edited by J. Trân Thanh Vân. Editions Frontieres, 1995. P. 321-326.

---

А.В. Кузнецов.

Нейтринные процессы в сильном магнитном поле.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\text{\LaTeX}$ .

Печатается в авторской редакции.

---

Подписано в печать 25.12.2002. Формат 60×84/16. Бумага DATA COPY.

Усл. печ. л. 1.7. Уч.-изд. л. 1.5. Тираж 100 экз. Заказ

Лицензия ЛР № 020319 от 30.12.96.

---

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова.

150000, Ярославль, ул. Советская, 14.

Отпечатано на ризографе ООО “РИО-Гранд”.

150000, Ярославль, ул. Свердлова, 18, офис 26, тел. (0852) 30-75-98.