

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи

*Осокина*

Осокина Елена Владимировна

**ОДНОВЕРШИННЫЕ НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В ФОРМАЛИЗМЕ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ  
ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

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 — 2015

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

**Научный руководитель:**

Доктор физико-математических наук,  
профессор А.А. Гвоздев (ЯрГУ, Ярославль)

**Официальные оппоненты:**

Доктор физико-математических наук,  
профессор А.И. Студеникин (МГУ, Москва)

Кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник С.И. Глазырин  
(ФГУП ВНИИА, Москва)

**Ведущая организация:**

ИЯИ РАН, Москва

Защита состоится «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2015 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 «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2015 г.

Учёный секретарь Диссертационного совета

доктор физико-математических наук



Арбузов А. Б.

## **ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ**

**Актуальность темы** Физика нейтрино является одной из самых динамично развивающихся областей современной физики частиц. В последнее десятилетие в этой области получено большое количество теоретических результатов и экспериментальных данных. Начиная со второй половины прошлого века, интенсивно исследуются реакции излучения, поглощения и рассеяния нейтрино в звездах, галактической и межгалактической среде. Эти исследования обусловлены проблемой дефицита солнечных нейтрино, связанной с нейтринными осцилляциями, роли нейтринных процессов в успешном взрыве сверхновых с коллапсом центральной части, нейтринным остыванием нейтронных звезд. Так как нейтрино практически не взаимодействуют с веществом, это позволяет беспрепятственно уносить энергию из высокотемпературной плазмы, меняя макроскопические характеристики среды и динамику процессов в астрофизических объектах. Большинство нейтринных реакций протекают в экстремальных физических условиях: кроме высоких температур и больших плотностей вещества, в таких объектах необходимо учитывать наличие интенсивного электромагнитного поля. На сегодняшний день известны астрофизические объекты у которых предполагается наличие сверхкритических магнитных полей. Это одиночные нейтронные звезды с сильными полями, гипер-аккреционные диски вокруг черных дыр или нейтронных звезд, которые образовались в результате взрыва сверхновой. Поскольку магнитные поля существенно модифицируют квантовые процессы, необходимо корректно учитывать влияние поля при расчете конкретных астрофизических величин, связанных с данными процессами.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Целью диссертации является изучение нейтринных процессов в реакциях взаимодействия с невырожденной горячей электрон-позитронной плазмой в присутствии сильного магнитного поля. Рассматриваются как процессы нейтринного остывания плазмы, так и обратные процессы рождения электрон-позитронной плазмы с помощью нейтрино.

Задачи, рассматриваемые в диссертации:

- 1) Получение в магнитном поле выражения поляризованной матрицы плотности заряженной спинорной частицы в импульсном пространстве.

- 2) Изучение нейтринного остывания плазмы в процессах  $e^+ + e^- \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i$ ,  $e^\mp \xrightarrow{B} e^\mp + \nu_i \bar{\nu}_i$  в период гигантской вспышки источника мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR).
- 3) Оценка эффективности рождения электрон-позитронной плазмы нейтринным потоком с гипер-аккреционного сильно замагниченного диска керровской черной дыры в процессах  $\nu_i + \bar{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$ ,  $\nu_i(\bar{\nu}_i) \xrightarrow{B} \nu_i(\bar{\nu}_i) + e^+ + e^-$ .

### Научная новизна результатов

Впервые получено ковариантное выражение для поляризованной матрицы плотности в импульсном пространстве во внешнем однородном и постоянном магнитном поле. Развита метод вычисления квадратов  $S$ -матричных элементов процессов, аналогичный технике вычисления фейнмановских диаграмм в вакууме. Показано, что такая техника позволяет получать ковариантные выражения для ряда астрофизических величин, вычисляемых во внешних полях, например для энергии-импульса, уносимого нейтрино из единичного объема среды в единицу времени.

Впервые сделана оценка скорости нейтринного остывания плазмы гигантской вспышки SGR в процессе нейтринного синхротронного излучения. Показано, что несмотря на подавление концентрации электронов и позитронов на уровнях Ландау отличных от основного, концентрация остается достаточно высокой, чтобы обеспечить превышение нейтринной светимости в данном процессе в несколько раз над асимптотической светимостью в процессе аннигиляции.

Впервые в пределе умеренно сильного магнитного поля рассчитана скорость производства 4-импульса в реакции рождения электрон-позитронной пары одиночным нейтрино, а также поправка к сечению процесса аннигиляции нейтрино-антинейтринной пары в электрон-позитронную пару.

### Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) В постоянном однородном магнитном поле получено лоренц-инвариантное (в смысле преобразования вдоль по направлению вектора индукции магнитного поля) выражение поляризованной матрицы плотности заряженной спинорной частицы в импульсном

пространстве. В формализме матрицы плотности развита техника вычисления 4-импульса нейтрино, уносимого из единичного объема среды в единицу времени. Данной техникой получены ковариантные выражения для 4-импульса в процессах аннигиляции электрона и позитрона в нейтрино-антинейтринную пару, нейтринного синхротронного излучения электроном (позитроном) и угса-реакциях.

- 2) Исследованы значимые процессы нейтринного остывания невырожденной горячей электрон-позитронной плазмы в присутствии магнитного поля. Показано, что в сильном магнитном поле доминирующий вклад в нейтринную светимость дают процессы аннигиляции электрона и позитрона и нейтринного синхротронного излучения электроном (позитроном). В случае напряженности магнитного поля  $B \sim (10^{15} - 10^{16})$  Гс детально проанализированы нейтринные светимости в этих процессах для уровней Ландау электрона, позитрона –  $n, n' = (0, 0), (0, 1), (1, 0)$ . Показано, что, несмотря на экспоненциальное подавление концентрации частиц на первом уровне Ландау, нейтринные светимости в процессах существенно превышают асимптотическую  $n = n' = 0$  в реакции аннигиляции.
- 3) В случае анти(нейтрино) высоких энергий, умеренно сильного магнитного поля ( $\omega^2 \gg eB \gg m_e^2$ ) впервые вычислены сечение аннигиляции нейтрино-антинейтринной пары в пару электрон-позитрон и скорость производства 4-импульса электрон-позитронной пары в расчете на одно нейтрино в реакции  $\nu_i(\bar{\nu}_i) \xrightarrow{B} \nu_i(\bar{\nu}_i) + e^+ + e^-$ , ( $i = e, \mu, \tau$ ). Показано, что в данном приближении полевая поправка к сечению процесса аннигиляции пренебрежимо мала. Оценено отношение скоростей производства энергии-импульса электрон-позитронной плазмы в рассматриваемом пределе и пределе скрещенного поля.

**Практическая ценность работы.** Расчет процессов в магнитном поле имеет ряд особенностей в связи с модификацией волновых функций заряженных частиц по сравнению с вакуумными. В диссертации разработан формализм матрицы плотности в постоянном однородном магнитном поле, который удобен для ковариантного вычисления вероятностей одновершинных процессов. Техника матрицы плотности за-

ряженной частицы в импульсном представлении в магнитном поле подобна технике вычисления фейнмановских диаграмм в вакууме. При этом полученное импульсное представление поляризованной матрицы плотности заряженной частицы и вычисляемые с ее помощью интегральные величины явно ковариантны относительно преобразований Лоренца вдоль по направлению вектора напряженности магнитного поля. Это позволяет получить интегральные характеристики (длину пробега, переданный импульс, светимость и т.п.) в системе отсчета, движущейся с произвольной скоростью вдоль вектора напряженности магнитного поля, что может быть важным при описании процессов в астрофизических условиях. С помощью техники матрицы плотности получены нейтринные светимости процессов аннигиляции и нейтринного синхротронного излучения в рамках магнитарной модели гигантской вспышки SGR. Показано, что несмотря на экспоненциальное подавление концентрации на первом уровне Ландау ( $n = n' = 1$ ) при  $B \sim (10^{15} - 10^{16})$  Гс, нейтринные светимости в процессе нейтринного синхротронного излучения существенно превышают асимптотическую  $n = n' = 0$  светимость в процессе аннигиляции  $Q_A^{(B)}$ . Таким образом, чтобы объяснить наблюдаемую энергию на стадии долговременного мягкого рентгеновского излучения гигантской вспышки SGR, необходима существенная доработка магнитарной модели. В диссертационной работе показано, что в рассматриваемом случае  $\omega^2 \gg eB \gg m_e^2$  влиянием магнитного поля на сечение  $\sigma_{\nu\bar{\nu}}^{(B)}$  аннигиляции пары нейтрино в процессе  $\nu_i + \bar{\nu}_i \xrightarrow{B} e^+ + e^-$  можно пренебречь и использовать вакуумное сечение процесса, поскольку индуцированный полем вклад пренебрежимо мал. Оценено отношение скоростей производства энергии-импульса электрон-позитронной плазмы в рассматриваемом случае умеренного поля и пределе скрещенного поля  $\omega^2 \gg eB \gtrsim m_e^2$ .

### **Апробация результатов**

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

- Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», ИКИ, г. Москва, 21-24 декабря 2010 г.
- Международная сессия-конференция Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН «Физика фундаментальных взаи-

модействий», ИТЭФ, г. Москва, 21-25 ноября 2011 г.

- Международная сессия-конференция Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», МИФИ, г. Москва, 12-16 ноября 2012 г.
- Научный семинар Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ (Дубна).
- Научный семинар Отдела теоретической физики Института ядерных исследований РАН (Москва).
- Научный семинар кафедры теоретической физики Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова.

### **Публикации**

Основные положения диссертации представлены в 3 опубликованных работах, в том числе 2 в изданиях, рекомендованных ВАК. Список работ приведён в конце автореферата.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, основной части, содержащей три главы, трех приложений и заключения. Содержит 9 рисунков. Список цитируемой литературы включает 104 наименования. Общий объём диссертации составляет 107 страниц.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

**В первой главе** диссертации получена ковариантная матрица плотности заряженной спинорной частицы в постоянном однородном магнитном поле.

В первом параграфе кратко излагается история исследования матрицы плотности в магнитном поле [4], [5]. Дается обзор процессов,

для которых в дальнейшем будут вычисляться такие интегральные характеристики, как скорость реакции, а также 4-импульс, уносимый нейтрино из единичного объема среды в единицу времени.

Во втором параграфе получено ковариантное выражение матрицы плотности определенной поляризации при использовании ковариантного спинового оператора [6]:

$$\hat{M} = \frac{e}{2m^2} \tilde{F}_{\mu\nu} p^\mu S^\nu, \quad (1)$$

Матрица плотности  $\rho_{n,s}^{(+)}(p)$  для отдельных поляризаций имеет вид [1]:

$$\begin{aligned} \rho_{n,s=\varrho}^{(+)}(p) &= (-1)^n e^{-u/2} \left\{ \left[ \left(1 + \frac{m}{\tilde{p}_\perp}\right) \hat{p}_\parallel + \tilde{p}_\perp + m \right] \Pi_\varrho L_n(u) - \right. \\ &\quad - \left[ \left(1 - \frac{m}{\tilde{p}_\perp}\right) \hat{p}_\parallel - \tilde{p}_\perp + m \right] \Pi_{-\varrho} L_{n-1}(u) \\ &\quad \left. + 2 \left[ \hat{p}_\perp - i\varrho \frac{\hat{p}_\parallel}{\tilde{p}_\perp} (p\varphi\gamma) \right] L_{n-1}^1(u) \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho_{n,s=-\varrho}^{(+)}(p) &= (-1)^n e^{-u/2} \left\{ \left[ \left(1 - \frac{m}{\tilde{p}_\perp}\right) \hat{p}_\parallel - \tilde{p}_\perp + m \right] \Pi_\varrho L_n(u) - \right. \\ &\quad - \left[ \left(1 + \frac{m}{\tilde{p}_\perp}\right) \hat{p}_\parallel + \tilde{p}_\perp + m \right] \Pi_{-\varrho} L_{n-1}(u) \\ &\quad \left. + 2 \left[ \hat{p}_\perp + i\varrho \frac{\hat{p}_\parallel}{\tilde{p}_\perp} (p\varphi\gamma) \right] L_{n-1}^1(u) \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\hat{p}_\parallel = (p\tilde{\Lambda}\gamma) = E_n\gamma_0 - p_3\gamma_3$ ,  $\hat{p}_\perp = (p\Lambda\gamma) = p_1\gamma_1 + p_2\gamma_2$ ,  $(p\varphi\gamma) = p_2\gamma_1 - p_1\gamma_2$ ,  $\varphi_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}/B$  и  $\tilde{\varphi}_{\mu\nu} = \tilde{F}_{\mu\nu}/B$  — безразмерные тензор и дуальный тензор электромагнитного поля,  $\Lambda_{\mu\nu} = (\varphi\varphi)_{\mu\nu}$ ,  $\tilde{\Lambda}_{\mu\nu} = (\tilde{\varphi}\tilde{\varphi})_{\mu\nu}$ ,  $\Pi_\varrho$  — оператор проекции спина частицы на направление магнитного поля. Из вида матрицы плотности следует ее явная ковариантность относительно преобразований Лоренца вдоль вектора напряженности магнитного поля.

После суммирования по поляризациям  $s$ , получена матрица плотности  $\rho_n^{(+)}(p)$ , которая не содержит информации о спиновых свойствах заряженной дираковской частицы и не зависит от выбора проектиру-



ющего оператора [1]:

$$\rho_n^{(+)}(p) = (-1)^n 2 e^{-u/2} \times \quad (4)$$

$$\times \left[ \left( \hat{p}_{\parallel} + m \right) \left( \Pi_{\varrho} L_n(u) - \Pi_{-\varrho} L_{n-1}(u) \right) + 2 \hat{p}_{\perp} L_{n-1}^1(u) \right].$$

В третьем параграфе показано, как работает формализм матрицы плотности на примере процесса нейтринного синхротронного излучения, аннигиляции электрона и позитрона в пару нейтрино и  $W$ -реакции. Процессы рассматриваются в низкоэнергетическом пределе, когда переданные в реакции энергия и импульс много меньше массы  $W$ -бозона, что соответствует лагранжиану:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ \bar{\psi}^{(Q)}(x) \gamma_{\alpha} (c_v + c_a \gamma_5) \psi^{(Q)}(x) \right] \left[ \bar{\psi}^{(\nu)}(x) \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \psi^{(\nu)}(x) \right],$$

$G_F$  — константа Ферми,  $\psi^{(Q)}(x)$  — оператор электрона,  $\psi^{(\nu)}(x)$  — оператор нейтринного поля,  $c_v$  и  $c_a$  — векторные и аксиальные константы эффективных электрослабых токов.

При вычислении с помощью матрицы плотности 4-импульса, уносимого в реакции нейтрино из единичного объема среды в единицу времени, получено явно ковариантное выражение [1]:

$$\mathcal{P}_{\mu} = \frac{G_F^2}{8(2\pi)^8} \sum_{n,n'=0}^{\infty} (-1)^{n+n'} \int \frac{d^3k}{\omega} [1 - f_{\nu}(\omega)] \int \frac{d^3k'}{\omega'} [1 - f_{\nu}(\omega')] \times$$

$$\times (k' + k)_{\mu} \int \frac{d^3p}{\varepsilon_n} f_Q(\varepsilon_n) \int \frac{d^3p'}{\varepsilon_{n'}} [1 - f_Q(\varepsilon_{n'})] \times \quad (5)$$

$$\times \delta^{(4)}(p - p' - k - k') e^{-(u+u')/2} \left[ L_{\alpha\beta}^{(Q)} L_{\alpha\beta}^{(\nu)} \right].$$

Таким образом, в данной главе получено инвариантное импульсное представление для матрицы плотности заряженной релятивистской спинорной частицы, находящейся в постоянном однородном магнитном поле. В формализме матрицы плотности развита техника вычисления скорости реакции и 4-импульса, уносимого нейтрино из плазмы, в односторонних нейтринных процессах.

**Во второй главе** нейтринные светимости в процессах аннигиляции  $e^+e^-$ -пары в пару нейтрино и нейтринного синхротронного излучения электроном (позитроном) вычислены в формализме матрицы плотности заряженной частицы в постоянном однородном магнитном поле.

Полученные результаты используются для анализа скорости нейтринного охлаждения электрон–позитронной плазмы на стадии гигантской вспышки источника мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR) в магнитарной модели [7].

В первом параграфе рассматриваются параметры магнитарной модели: температура, напряженность магнитного поля. Обсуждаются основные нейтринные процессы гигантской вспышки источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR) [2].

Во втором параграфе исследуется процесс нейтринного синхротронного излучения нейтринной пары электроном (позитроном) в сильных полях. Исследование этого процесса имеет длительную историю, первые расчеты проводились в работах [8], [9], [10]. Нас интересует вычисление нейтринной светимости данного процесса в горячей невырожденной электрон-позитронной плазме. В данной главе нейтринная светимость вычисляется в формализме матрицы плотности для реакции синхротронного излучения, а так же для кроссинг-процесса аннигиляции. Полученные значения используются в качестве приложения к остыванию плазмы гигантской вспышки SGR. В частности, рассматривается отношение светимостей на первом и основном уровнях Ландау по отношению к асимптотической светимости в процессе аннигиляции в сильном поле:

$$R_S^{(1)}(T, B) = \frac{Q_S^{(1,0)}}{Q_A^{(B)}}, \quad (6)$$

$Q_S^{(1,0)}$  — суммарная по электронам и позитронам светимость при синхротронном переходе с уровня  $n = 1$  на уровень  $n' = 0$ . Соответственно, рассматривается отношение светимостей аннигиляции для электронов и позитронов, находящихся на разных уровнях Ландау, к асимптотической светимости:

$$R_A^{(1)}(T, B) = \frac{Q_A^{(0,0)} + Q_A^{(1,0)} + Q_A^{(0,1)}}{Q_A^{(B)}}. \quad (7)$$

Аналитический вид отношений:

$$R_S^{(1)} = \frac{64}{\pi^2 \zeta(3)} \left( \frac{T}{m} \right)^2 I_S \left( \sqrt{\frac{eB}{2T^2}} \right),$$

$$R_A^{(1)} = 1 + \frac{64}{\pi^2 \zeta(3)} \left( \frac{T}{m} \right)^2 I_A \left( \sqrt{\frac{eB}{2T^2}} \right),$$

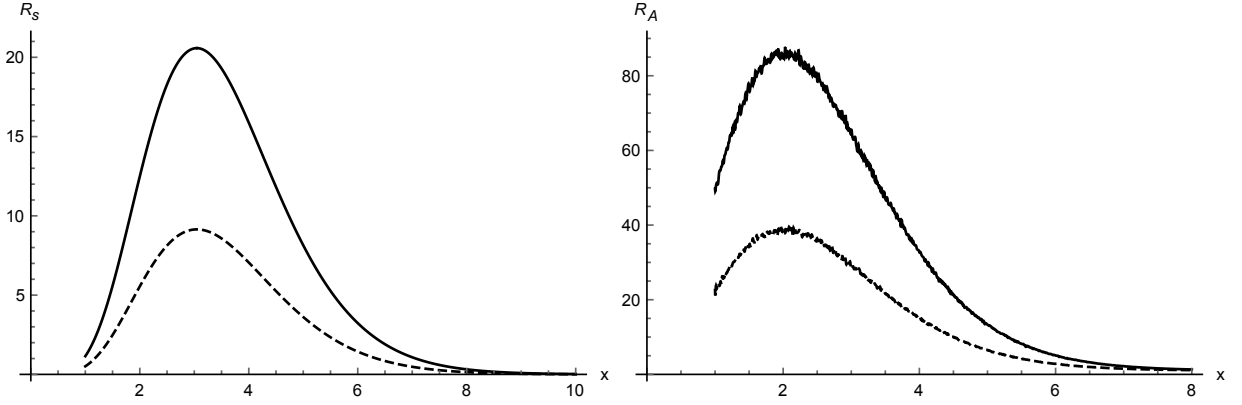


Рис. 1. Отношение светимостей в процессе нейтринного синхротронного излучения (слева) и аннигиляции (справа). Пунктирная линия  $T = 1$  МэВ, сплошная  $T = 1.5$  МэВ,  $x = \sqrt{eB/2T^2}$

определяется интегралами от функций распределения электронов и позитронов в реакциях нейтринного синхротронного излучения  $\Phi_S(u, v; x)$  и аннигиляции  $\Phi_A(u, v; x)$ :

$$I_S(x) = x^7 \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_0^1 du [e^{-u} + u - 1] \Phi_S(u, v; x),$$

$$I_A(x) = x^7 \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_1^{\infty} du [e^{-u} + u - 1] \Phi_A(u, v; x).$$

Численная оценка интегралов показывает, что несмотря на подавление сильным магнитным полем концентрации электронов и позитронов на уровнях Ландау  $n \geq 1$ , нейтринные светимости с учетом первого уровня существенно превышают асимптотическую (рис. 1) и должны быть учтены при моделировании гигантской вспышки SGR [3].

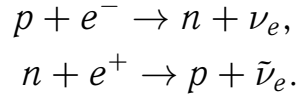
В третьем параграфе сравниваются наиболее значимые процессы нейтринного излучения релятивистской невырожденной электрон-позитронной плазмы в слабом и сильном магнитном поле. Оцениваются светимости в реакции аннигиляции электрон-позитронной пары [11], распада плазмона [12], слияния двух фотонов [13]. Показано, что основной вклад в нейтринную светимость дают реакции аннигиляции и нейтринного синхротронного излучения [2].

В четвертом параграфе оценена минимальная напряженность магнитного поля магнитара, при которой фотонное остывание плазмы гигантской вспышки согласуется с нейтринным остыванием. Показано,

что минимальное значение магнитного поля, которое требуется чтобы подавить нейтринное излучение, превышает известные значения полей магнитаров.

**В третьей главе** исследовались процессы рождения плазмы гипер-аккреционным диском керровской черной дыры в реакциях  $\nu_i + \bar{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  и  $\nu_i(\bar{\nu}_i) \xrightarrow{B} \nu_i(\bar{\nu}_i) + e^+ + e^-$  в пределе умеренно сильного магнитного поля  $\omega^2 \gg eB \gg m_e^2$ .

В первом параграфе рассматриваются параметры гипераккреционного диска. Основными характеристиками являются скорость аккреции  $\dot{M} > 0.1M_\odot/\text{сек}$ , плотность  $\rho \gtrsim 10^{10}\text{г/см}^3$  и температура  $T > 1\text{МэВ}$  внутренней части диска, а также сильное магнитное поле  $B \gg B_c = m_e^2/e \simeq 4.41 \cdot 10^{13}\text{Гс}$  [14]. Высокие температуры и плотности делают возможными угса-процессы рождения  $\nu_e, \bar{\nu}_e$ :



Образовавшиеся таким образом нейтрино, вылетая из диска, образуют электрон-позитронные пары в реакциях аннигиляции нейтрино и антинейтрино и рождении электрон-позитронной пары одиночным нейтрино в магнитном поле.

Во втором параграфе рассматриваются энергия-импульс, уносимые электрон-позитронными парами из единицы объема среды в единицу времени в локальной (свободно падающей) системе отсчета. Из параметров среды диска [15] определяются интервалы изменения энергии нейтрино и магнитного поля, необходимые для корректного расчета скорости производства энергии-импульса электрон-позитронных пар.

В третьем параграфе рассчитывается сечение  $\sigma_{\nu\bar{\nu}}$  реакции  $\nu_i + \bar{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  и 4-импульс, уносимый электрон-позитронной парой из единицы объема  $\dot{P}^\alpha$  в реакции  $\nu_i(\bar{\nu}_i) \xrightarrow{B} \nu_i(\bar{\nu}_i) + e^+ + e^-$ . Сечение в магнитном поле можно представить в виде:

$$\sigma_{\nu\bar{\nu}}^B = \sigma_{\nu\bar{\nu}}^{(0)} (1 + F_{\nu\bar{\nu}}),$$

где  $\sigma_{\nu\bar{\nu}}^{(0)}$  – вакуумное значение,  $F_{\nu\bar{\nu}}$  – полевой вклад. Функция  $F_{\nu\bar{\nu}}$ , описывающая влияние магнитного поля на процесс, имеет вид:

$$F_{\nu\bar{\nu}} = \frac{12}{\pi} \delta \left\{ \left( 1 - \frac{1}{8} \frac{|q\Lambda j|^2}{q_{\parallel}^2 q_{\perp}^2} \right) I_1 + O(\delta) \right\}, \quad (8)$$

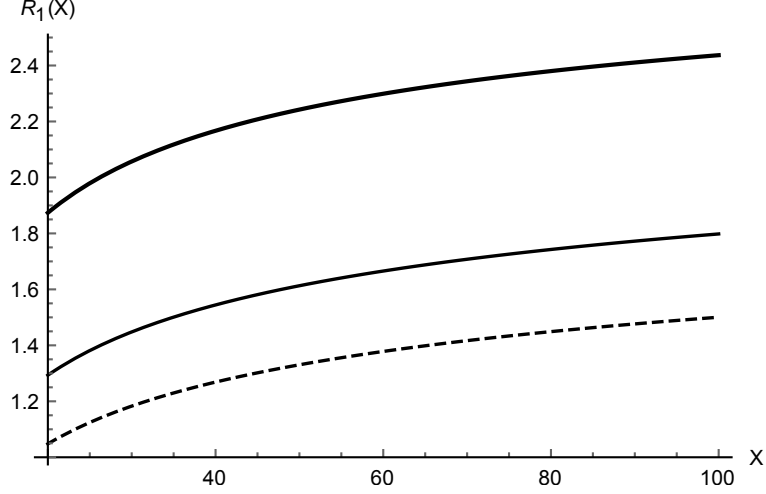


Рис. 2. Верхняя кривая –  $b = 10$ , средняя –  $b = 25$ , нижний график (пунктирная линия) –  $b = 50$ ,  $b = eB/m_e^2$ ,  $X = k_{\perp}^2/\beta$

где  $\delta = (q^2/q_{\perp}^2)(\beta/q^2)^2$  – малая величина в рассматриваемой области ( $\delta \ll 1$ ),  $\beta = eB$ .

Для процесса рождения пары одиночным нейтрино получен явный вид 4-вектора  $\dot{P}^{\alpha}$ :

$$\dot{P}_{MF}^{\alpha} = \frac{7G_F^2(c_v^2 + c_a^2)(k_{\perp}^2\beta^2)}{216\pi^3\omega} \times \left\{ \left( \ln X + C_1 + C_2 X^{-2/3} \right) k^{\alpha} - \frac{2c_v c_a}{c_v^2 + c_a^2} X^{-1/3} C_3 (k\tilde{\varphi})^{\alpha} + O(X^{-1}) \right\}, \quad (9)$$

где  $X = k_{\perp}^2/\beta$ ,  $C_1 \simeq 0.23$ ,  $C_2 \simeq -2.62$ ,  $C_3 \simeq -0.91$ .

В четвертом параграфе обсуждаются полученные в данной главе результаты. Показано, что полевой вклад в сечение осциллирует в магнитном поле и не превышает нескольких процентов от вакуумного сечения. Таким образом, полевой поправкой в данном диапазоне параметров можно пренебречь. Определено отношение светимостей в случае умеренно сильного и пределе скрещенного поля:

$$R_1(X) = \frac{\dot{P}_{MF}^0}{\dot{P}_{CF}^0} = \frac{4(\ln X + C_1 + C_2 X^{-2/3})}{\ln X + 3 \ln b - 3.776} \quad (10)$$

На рис.2 приведено отношение  $R_1(X)$  скоростей производства энергии-импульса электрон-позитронной плазмы в рассматриваемом пределе и пределе скрещенного поля  $\omega^2 \gg eB \gtrsim m_e^2$  для фиксированного значения параметра  $b$ , т.е. для фиксированного значения магнитного поля в окрестности аккреционного диска. Как следует из графика

(рис. 2), полученное выражение для светимости  $e^+e^-$ -плазмы в интервале  $4 \cdot 10^{14} \text{ Гс} \leq B \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ Гс}$  больше, чем полагалось в работе [14].

В **заключении** подведены итоги работы и кратко сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ В ДИССЕРТАЦИИ

- 1) Получено инвариантное, в смысле преобразований Лоренца вдоль вектора напряженности магнитного поля, представление для матрицы плотности заряженной релятивистской спинорной частицы, находящейся в постоянном однородном магнитном поле. В формализме матрицы плотности развита техника вычисления скорости реакции и 4-импульса, уносимого нейтрино из плазмы, в одновершинных нейтринных процессах. Эффективность этой техники продемонстрирована при получении ковариантного выражения 4-вектора  $\mathcal{P}_\mu$  для процессов аннигиляции электрона и позитрона в пару нейтрино, нейтринного синхротронного излучения электроном.
- 2) В рамках магнитарной модели исследованы все значимые процессы нейтринного остывания электрон-позитронной плазмы, порождающей гигантскую вспышку SGR, и влияние на эти процессы магнитного поля магнитара. Показано, что доминирующий вклад в нейтринную светимость дают процессы аннигиляции электрон-позитронной пары и синхротронного излучения нейтрино. Детально исследовано выражение нейтринных светимостей в данном процессе на низших уровнях Ландау электрона и позитрона. Показано, что несмотря на экспоненциальное подавление концентрации на первом уровне Ландау, нейтринные светимости существенно превышают асимптотическую светимость в процессе аннигиляции.
- 3) В случае (анти)нейтрино высоких энергий, умеренно сильного магнитного поля ( $\omega^2 \gg eB \gg m_e^2$ ) впервые вычислены сечение аннигиляции нейтрино-антинейтринной пары в пару электрон-позитрон и скорость производства 4-импульса электрон-позитронной пары в расчете на одно нейтрино в реакции  $\nu(\bar{\nu}) \xrightarrow{B} \nu(\bar{\nu}) + e^+ + e^-$ . Показано, что в данном приближении полевая поправка к сечению процесса аннигиляции пренебрежимо мала. Оценено отношение скоростей производства энергии-импульса электрон-позитронной плазмы в рассматриваемом случае и пределе скрещенного поля ( $\omega^2 \gg eB \gtrsim m_e^2$ ).

## ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- [1] Гвоздев А.А., Осокина Е.В. Нейтринные процессы во внешнем магнитном поле в формализме матрицы плотности // ТМФ. 2012. Т.170. С.423–447.
- [2] Гвоздев А.А., Огнев И.С., Осокина Е.В. Нижнее ограничение на напряженность магнитного поля магнитара из анализа гигантской вспышки SGR // Письма Астроном. Ж. 2011. Т.37. №5 С.365–376.
- [3] Гвоздев А. А., Огнев И. С., Осокина Е. В. Нейтринное остывание плазмы, порождающей гигантскую вспышку SGR // Вестник ЯрГУ. Серия «Естественные и технические науки». 2010. Вып. 1. С. 24–32.

## Список литературы

- [4] Storck E. Die Anderung der Polarisation eines Strahles von Elektronen der Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld // Z.Natur. Forsch. 1968. V. 23. P. 1914–1928.
- [5] Никишов А.И. S–матрица квантовой электродинамики с внешним полем, рождающим пары // Проблемы квантовой электродинамики интенсивного поля, Труды ФИАН СССР 1986. С. 156–174.
- [6] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. // Квантовая электродинамика. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983. 313 с.
- [7] Thompson C. and Duncan R.C. The Soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars 1. Radiative mechanism for outbursts // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1995. V. 275. P. 255–300.
- [8] Байер В. Н., Катков В. М. Рождение пары нейтрино при движении электрона в магнитном поле // ДАН СССР 1966. Т. 171. № 2. С. 313–316.



- [9] Ритус В.И. Квантовые эффекты взаимодействия элементарных частиц с интенсивным электромагнитным полем // Труды ФИАН, Т. 111 - М.: Наука, 1979. С. 5–151.
- [10] Тернов И.М., Родионов В.Н., Студеникин А.И. Электрослабые процессы в постоянном внешнем поле // ЯФ 1983. Т.37. С.1270–1278.
- [11] Kaminker A. D. et al. Neutrino emissivity from  $e^-e^+$  annihilation in a strong magnetic field: Hot, nondegenerate plasma // Phys. Rev. D 1992. V. 46. P. 4133–4139.
- [12] 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. №1,2 P. 105–108.
- [13] Румянцев Д.А., Чистяков М.В. Влияние фотон-нейтринных процессов на остывание магнитара // ЖЭТФ 2008. Т.134. С.627–636.
- [14] Zalamea I., Beloborodov A.M. Neutrino heating near hyperaccreting black holes // MNRAS 2011. V. 410. Issue 4 P. 2302–2308.
- [15] Chen W.-X., Beloborodov A.M. Neutrino-cooled Accretion Disks around Spinning Black Holes // Astrophys. J. 2007. V. 657. P. 383–399.