

Резонансные электрослабые процессы в замагниченной плазме

Дмитрий Румянцев

Ярославский государственный университет, Россия

05 декабря 2018

Семинар института лазерных и плазменных технологий, кафедры
теоретической лазерной физики МИФИ, Москва, Россия

- Введение
- Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде
- Комптоновское рассеяние в замагниченной плазме
- Расщепление фотона в сильно замагниченной плазме
- Фотон-нейтринные процессы в плотной замагниченной среде
- Резонансные процессы в замагниченной среде
- Заключение

Две составляющие внешней активной среды

- Магнитное поле

Масштабы магнитных полей

$B \sim 10^{-21}$ Гс. – крупномасштабные межгалактические магнитные поля (~ 100) кПк

$B \sim 1$ Гс. – магнитные поля звезд типа Солнца

$B \sim 10^7 - 10^9$ Гс. – белые карлики

$B \sim 10^{12}$ Гс. – радиопульсары

$B \sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс. – магнитары

- Относительно плотная плазма

В окрестности магнитаров и радиопульсаров концентрация e^+e^- - плазмы

$$n_{GJ} \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \left(\frac{B}{100 B_e} \right) \left(\frac{10 \text{ сек}}{P} \right).$$

Характерный масштаб магнитного поля:

$$B_e = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} \simeq 4.41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$$

Электрическое поле?

Две основных конфигурации электромагнитного поля

- $\vec{\mathcal{E}} \perp \vec{B}$ – электрическое поле устраняется преобразованием Лоренца
- $\vec{\mathcal{E}} \updownarrow \vec{B}$ – в моделях полярных шапок магнитосфер нейтронных звезд (НЗ), $\mathcal{E} \sim \Omega R B / c \ll B$

Обобщение на случай замагниченной плазмы: $u_1 = u_2 = 0$, где u_α – 4-скорость среды, $B = (0, 0, B)$

Таким образом, при расчете квантовых процессов в приложении к астрофизике замагниченных НЗ достаточно учитывать только магнитное поле

Две составляющие влияния внешней активной среды на квантовые процессы

- **Модификация амплитуд процессов**
Следствие: становится возможным явление резонанса в процессах $\gamma e \rightarrow \gamma e$, $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ и др.
- **Модификация дисперсионных свойств частиц** –
кинематически открываются каналы запрещенные или сильно подавленные в вакууме $\gamma \leftrightarrow \gamma\gamma$, $e \leftrightarrow e\gamma$ и др.

Некоторые существующие проблемы в модельном описании ряда объектов:

- Генерация e^+e^- - плазмы в магнитосферах радиопульсаров и магнитаров
- Моделирование наблюдаемых спектров при вспышечной активности источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR)
- Остывание сильно замагниченных НЗ
- Генерация аксионов – возможных кандидатов на роль холодной темной материи

Основная цель диссертации:

Исследование квантовых процессов с участием нейтрино, фотонов и аксионов во внешней активной среде с учетом возможных резонансных эффектов

Обозначения

Используется 4-метрика с сигнатурой $(+ - - -)$, а также естественная система единиц $\hbar = 1, c = 1, k_B = 1$.

Элементарный заряд: $e > 0$, заряд фермиона: e_f , масса фермиона: m_f , масса электрона m .

Обезразмеренный тензор магнитного поля: $\varphi_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}/B$, дуальный обезразмеренный тензор: $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\varphi^{\mu\nu}$.

В системе отсчета, где имеется только магнитное поле \mathbf{B} , направленное вдоль третьей оси, 4-векторы с индексами \perp и \parallel относятся к подпространствам Евклида $\{1, 2\}$ и Минковского $\{0, 3\}$ соответственно. Для произвольных векторов p_μ, q_μ имеем:

$$(pq)_{\perp} = (p \wedge q) = p^{\alpha} \Lambda_{\alpha\beta} q^{\beta} = p^{\alpha} \varphi_{\alpha}^{\rho} \varphi_{\rho\beta} q^{\beta} = p_1 q_1 + p_2 q_2,$$

$$(pq)_{\parallel} = (p \tilde{\wedge} q) = p^{\alpha} \tilde{\Lambda}_{\alpha\beta} q^{\beta} = p^{\alpha} \tilde{\varphi}_{\alpha}^{\rho} \tilde{\varphi}_{\rho\beta} q^{\beta} = p_0 q_0 - p_3 q_3.$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Краткий обзор литературы по одно- и двухвершинным процессам

- 1979 – Herold H. – процесс $e\gamma \rightarrow e\gamma$ в магнитном поле
- 1986 – Latal H.G. – процесс $e \rightarrow e\gamma$ в постоянном однородном магнитном поле
- 1999 – Боровков М.Ю., Кузнецов А.В., Михеев Н.В. – двухвершинные древесные амплитуды вида $jf \rightarrow j'f'$ в магнитном поле
- 2015 – Кузнецов А.В., Д.Р., Шленев Д.М. – обобщение предыдущего результата в магнитном поле на случай замагниченной плазмы в отсутствии резонанса.
- 2016 – Mushtukov A.A., Nagirner D.I., Poutanen J. – резонанс в процессе $e\gamma \rightarrow e\gamma$ в магнитном поле радиопульсара

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Эффективный лагранжиан

$$\mathcal{L}(X) = \sum_k g_k [\bar{\psi}_f(X) \Gamma_k \psi_f(X)] J_k(X)$$

$k = S, P, V, A$; $\Gamma_S = 1$, $\Gamma_P = \gamma_5$, $\Gamma_V = \gamma_\alpha$, $\Gamma_A = \gamma_\alpha \gamma_5$; $J_k(X)$ – операторы обобщенных токов (J_S , J_P , $J_{V\alpha}$ или $J_{A\alpha}$), g_k – соответствующие константы взаимодействия, $\psi_f(X)$ – операторы фермионного поля.

Примеры:

а) электромагнитное взаимодействие, $k = V$, $g_V = -e_f$,
 $\Gamma_V J_V = \gamma^\mu A_\mu$

$$\mathcal{L}(X) = -e_f [\bar{\psi}_f(X) \gamma^\mu A_\mu(X) \psi_f(X)]$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

- б) фермион-аксионное взаимодействия, $k = A$, $g_A = C_f/(2f_a)$,
 $\Gamma_A J_A = \gamma^\mu \gamma_5 \partial_\mu a(X)$, $a(X)$ – квантованное поле аксиона, f_a –
масштаб нарушения симметрии Печчеи и Куинн, C_f –
модельно зависимый фактор порядка единицы:

$$\mathcal{L}(X) = \frac{C_f}{2f_a} [\bar{\psi}_f(X) \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f(X)] \partial_\mu a(X)$$

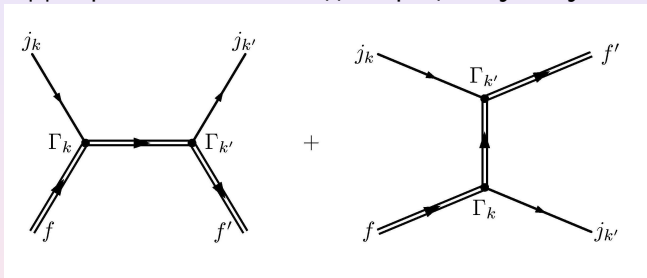
- в) четырехфермионное слабое взаимодействие, $k = V, A$,
 $g_V = G_F C_V / \sqrt{2}$, $g_A = G_F C_A / \sqrt{2}$,

$$\mathcal{L}(X) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_f \gamma_\alpha (C_V + C_A \gamma_5) \psi_f] J_\alpha$$

- $C_V = \pm 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$, $C_A = \pm 1/2$, θ_W – угол Вайнберга.
 $J_\alpha = \bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu$ – ток левых нейтрино.

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Диаграммы Фейнмана для процесса $jf \rightarrow j'f'$.



S – матричный элемент

$$S_{k'k}^{s's} = -g_k g_{k'} \int d^4X d^4Y j_k(X) j_{k'}(Y) [\bar{\Psi}_{p',\ell'}^{s'}(Y) \Gamma_{k'} \times \\ \times \hat{S}(Y, X) \Gamma_k \Psi_{p,\ell}^s(X)] + (j_k, \Gamma_k \leftrightarrow j'_k, \Gamma'_k).$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Токи $j_k(X)$ и $j_{k'}(Y)$ берутся в виде плосковолновых решений с амплитудами $j_k(q)$ и $j'_{k'}(q')$:

$$j_k(X) = \frac{e^{-i(qX)}}{\sqrt{2q_0V}} j_k(q), \quad q^\alpha = (q_0, \mathbf{q})$$

$$j_{k'}(Y) = \frac{e^{i(q'Y)}}{\sqrt{2q'_0V}} j'_{k'}(q'), \quad q'^\alpha = (q'_0, \mathbf{q}')$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

В.ф. фермионов $\Psi_{p',\ell'}^{s'}(Y)$ и $\Psi_{p,\ell}^s(X)$ – решения уравнения Дирака во внешнем магнитном поле, как с.ф. оператора (А. Соколов, И. Тернов 1974)

$$\hat{\mu}_z = m_f \Sigma_z + i\gamma_0 \gamma_5 [\mathbf{\Sigma} \times \mathbf{P}]_z$$

где $\mathbf{P} = -i\nabla - e_f \mathbf{A}$, $\mathbf{\Sigma} = \gamma_0 \gamma_5 \boldsymbol{\gamma}$, $A^\lambda = (0, 0, xB, 0)$.

$$\hat{\mu}_z \Psi_{p,\ell}^s(X) = s M_\ell \Psi_{p,\ell}^s(X), \quad s = \pm 1$$

$$\Psi_{p,\ell}^s(X) = \frac{e^{-i(E_\ell X_0 - p_y X_2 - p_z X_3)} U_\ell^s(\xi)}{\sqrt{4E_\ell M_\ell (E_\ell + M_\ell)(M_\ell + m_f) L_y L_z}}$$

$$V = L_x L_y L_z,$$

$$E_\ell = \sqrt{M_\ell^2 + p_z^2}, \quad M_\ell = \sqrt{m_f^2 + 2\beta\ell}, \quad \beta = |e_f|B$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Пропагатор фермиона в виде суммы по уровням Ландау
(А. Кузнецов, А. Округин 2011)

$$\hat{S}(X, X') = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=\pm 1} \int \frac{dp_0 dp_y dp_z}{(2\pi)^3} \times \\ \times \frac{e^{-i(p(X-X'))_{\parallel} + ip_y(X_2-X'_2)}}{p_{\parallel}^2 - M_n^2 - \mathcal{R}_{\Sigma}^s(p) + i\mathcal{I}_{\Sigma}^s(p)} \phi_{p,n}^s(X_1) \bar{\phi}_{p,n}^s(X'_1).$$

$$\phi_{p,\ell}^s(X_1) = \frac{U_{\ell}^s[\xi(X_1)]}{\sqrt{2M_{\ell}(E_{\ell} + M_{\ell})(M_{\ell} + m_f)}}$$

$$\mathcal{I}_{\Sigma}^s(p) = -\frac{1}{2} p_0 \Gamma_n^s \quad (\text{В. Жуковский и др. 1994})$$

Γ_n^s – полная ширина поглощения фермиона, находящегося в поляризационном состоянии s .

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Реальная часть массового оператора, $\mathcal{R}_{\Sigma}^s(p)$, определяет изменение (по сравнению с вакуумным) закона дисперсии фермиона в присутствии замагниченной плазмы.

Для большинства известных астрофизических объектов $B \lesssim 10^{16}$ Гс и поправка к массе фермиона, обусловленная вкладом $\mathcal{R}_{\Sigma}^s(p) \sim \alpha \ln(B/B_e)$ и оказывается несущественной.

(Для с.з. поляризационного оператора фотона

$$\text{Re}[\mathcal{P}^{(2)}(q)] \sim \alpha\beta)$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Метод непосредственного перемножения биспиноров и матриц Дирака (D. B. Melrose & A. J. Parle 1983)

Теперь S - матричный элемент примет вид

$$S_{k'k}^{s's} = \frac{i(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p' - q')}{\sqrt{2q_0 V 2q'_0 V 2E_\ell L_y L_z 2E'_\ell L_y L_z}} \mathcal{M}_{k'k}^{s's},$$

$$\mathcal{M}_{k'k}^{s's} \simeq \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''} \int dX_1 dY_1 \frac{(\dots)}{P_{\parallel}^2 - M_n^2 + i\mathcal{I}_{\Sigma}^{s''}(P)} + \dots$$

$$P_{\alpha} = (p + q)_{\alpha}, \quad \alpha = 0, 2, 3.$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Две возможные ситуации.

- i) При $\ell, \ell' \geq n$, $P_{\parallel}^2 - M_n^2 \neq 0$, что говорит о невозможности реализации резонанса на виртуальном фермионе (А. Кузнецов, Д. Р., Д. Шленев 2015)
- ii) Если $\ell, \ell' < n$, существуют решения уравнения $P_{\parallel}^2 - M_n^2 = 0$, т.е. виртуальный фермион становится реальным с определенным законом дисперсии и имеет место резонанс на виртуальном фермионе.

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде в отсутствии резонанса

В области $\ell, \ell' \geq n$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{k'k}^{s's} = & \frac{-\exp[-i\theta]}{2 \sqrt{M_\ell M_{\ell'} (M_\ell + m_f)(M_{\ell'} + m_f)}} \\ & \times \left\{ \exp \left[\frac{i(q\varphi q')}{2\beta} \right] \left[\frac{q_y + iq_x}{\sqrt{q_\perp^2}} \right]^{-\ell} \left[\frac{q'_y - iq'_x}{\sqrt{q_\perp'^2}} \right]^{-\ell'} \right. \\ & \times \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{(q\Lambda q') - i(q\varphi q')}{\sqrt{q_\perp^2 q_\perp'^2}} \right)^n \frac{\mathcal{R}_{k'k}^{(1)s's}}{P_\parallel^2 - m_f^2 - 2\beta n} \\ & \left. + (-1)^{\ell+\ell'} (q \leftrightarrow -q', \mathcal{R}_{k'k}^{(1)s's} \rightarrow \mathcal{R}_{k'k}^{(2)s's}) \right\}, \end{aligned}$$

где $\theta = (q_x - q'_x)(p_y + p'_y)/(2\beta)$ – общая фаза для обеих диаграмм.

Амплитуды реакций вида $jf \rightarrow j'f'$ в области резонанса

Факторизация квадрата амплитуды в области $\ell, \ell' < n$

$$|\mathcal{M}_{k'k}^{s's}|^2 \simeq \sum_{s''} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\pi}{P_0 \Gamma_n^{s''}} \delta(P_{\parallel}^2 - M_n^2) |\mathcal{M}_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''}|^2 |\mathcal{M}_{jf \rightarrow (n,s'')}^{s''s}|^2$$

$$\mathcal{M}_{jf \rightarrow (n,s'')}^{s''s} = \frac{\exp[-iq_x(p_y + p_y'')/(2\beta)]}{\sqrt{M_{\ell} M_n (M_{\ell} + m)(M_n + m)}} \left[\frac{q_y + iq_x}{\sqrt{q_{\perp}^2}} \right]^{n-\ell} \mathcal{T}_k^{s''s},$$

где $\mathcal{M}_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''}$ – амплитуда перехода из некоторого начального состояния jf в фермион с E_n'' , p_y'', p_z'', s'' и n ,

$\mathcal{M}_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''}$ – амплитуда перехода фермиона из состояния с $E_n'', p_y'', p_z'', s'', n$ в некоторое конечное состояние $j'f'$,

$$\mathcal{M}_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''} = \mathcal{M}_{jf \rightarrow (n,s'')}^{s''s}(q \rightarrow q', E_{\ell} \rightarrow E'_{\ell'}).$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

Величины $\mathcal{R}_{k'k}^{(1)s's}$, $\mathcal{R}_{k'k}^{(2)s's}$ и $\mathcal{T}_k^{s''s}$ выражаются через лоренц-коварианты и инварианты в подпространстве $\{0, 3\}$:

$$\mathcal{K}_{1\alpha} = \sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n}} \left\{ M_\ell (\tilde{\Lambda}p'')_\alpha + M_n (\tilde{\Lambda}p)_\alpha \right\}$$

$$\mathcal{K}_{2\alpha} = \sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n}} \left\{ M_\ell (\tilde{\varphi}p'')_\alpha + M_n (\tilde{\varphi}p)_\alpha \right\}$$

$$\mathcal{K}_3 = \sqrt{2 \left[(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n \right]}$$

$$\mathcal{K}_4 = -\sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n}} (p\tilde{\varphi}p'')$$

Обобщенная двухвершинная древесная амплитуда $jf \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде

и функции

$$I_{n,\ell}(x) = \sqrt{\frac{\ell!}{n!}} e^{-x/2} x^{(n-\ell)/2} L_{\ell}^{n-\ell}(x),$$

$$I_{\ell,n}(x) = (-1)^{n-\ell} I_{n,\ell}(x),$$

$L_n^k(x)$ – обобщенные полиномы Лагерра.

Основные результаты по первой главе

- Впервые вычислены амплитуды обобщенного комптоноподобного процесса $jf \rightarrow j'f'$ в постоянном однородном магнитном поле с произвольной величиной напряженности, где f и f' – начальный и конечный фермионы, находящиеся на произвольных уровнях Ландау, j и j' – обобщенные токи скалярного, псевдоскалярного, векторного или аксиального типов.
- Амплитуды представлены в явном калибровочно- и лоренц-инвариантном виде. Рассмотрены частные случаи сильного магнитного поля, когда реальные фермионы занимают основной уровень Ландау, и когерентного рассеяния тока j «вперед» без изменения состояний фермионов.
- Обобщены имеющиеся в литературе выражения для амплитуд перехода $j \rightarrow f\bar{f} \rightarrow j'$ в магнитном поле на случай произвольно замагниченной плазмы.

Комptonовское рассеяние в замагниченной плазме

Историческое введение

Магнитное поле без плазмы: Herold H. 1979, Melrose D. B. and Parle A. J. 1983, ... , Gonthier P.L. et al. 2000 – зависимость сечение рассеяния от поляризации фотонов

Относительно слабо замагниченная плазма: Bulik T. and Miller M.C. 1997 – влияние модификации дисперсионных свойств фотонов на сечение комптоновского процесса

Резонанс в комптоновском процессе: Gonthier P.L. et al. 2014, Mushtukov A.A. et al. 2016

Важно! Необходим самосогласованный учет влияния замагниченной среды на дисперсию и перенормировку волновых функций фотонов

Комптоновское рассеяние в замагниченной плазме

Иерархия параметров задачи

$$\sqrt{eB} \gg T, \mu, \omega, E$$

Нерезонансный случай

$$eB \gg (pq)_{\parallel} + q_{\parallel}^2/2$$

Где может иметь место данная иерархия параметров:

- модель источника мягких повторяющихся гамма всплесков (SGR): горячая e^+e^- -плазма с температурой 10^{10} К (1 МэВ) (Duncan R. 1992, ..., Thompson C. 2001)
- внешняя часть коры магнитара: холодная плазма с температурой $T \sim 10^8 - 10^9$ К и плотностью $\rho \sim 10^6 - 10^9$ г/см³ (Yakovlev D.G. 2000)

Дисперсия фотона в замагниченной среде

Анализ собственных векторов (с.в.) $r_\alpha^{(\lambda)}(q)$ и собственных значений (с.з.) $\varkappa^{(\lambda)}(q)$ поляризационного оператора фотона.

- Сильно замагниченная плазма – разложение по с.в. $b_\mu^{(\lambda)}$ поляризационного оператора в чистом магнитном поле

$$r_\mu^{(\lambda)} = \sum_{\lambda'=1}^3 A_{\lambda'}^\lambda(q) b_\mu^{(\lambda')}.$$

$A_{\lambda'}^\lambda(q)$ – некоторые комплексные коэффициенты.

$$b_\mu^{(1)} = (\varphi q)_\mu, \quad b_\mu^{(2)} = (\tilde{\varphi} q)_\mu,$$

$$b_\mu^{(3)} = (\Lambda q)_\mu - \frac{q_\mu q_\perp^2}{q^2}, \quad b_\mu^{(4)} = q_\mu.$$

Дисперсия фотона в замагниченной среде

В общем случае фотон будет обладать **эллиптической поляризацией**.

- Зарядово симметричная плазма, $\mu = 0$

В сильно замагниченной плазме с точностью до $(eB)^{-1}$, собственные векторы такие же, как и в чистом магнитном поле

$$r_{\alpha}^{(1)} \simeq -2q_{\perp}^2 b_{\alpha}^{(1)}, \quad r_{\alpha}^{(2)} \simeq b_{\alpha}^{(2)}, \quad r_{\alpha}^{(3)} \simeq 0.$$

Можно ввести два поляризационных состояния фотона

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

Дисперсия фотона в замагниченной среде

Собственные значения:

$$\kappa^{(1)} \simeq -\frac{\alpha}{3\pi} q_{\perp}^2$$

$$\kappa^{(2)} \simeq -\frac{2\alpha}{\pi} eB \left[\mathcal{J}_1(q_{\parallel}) + H \left(\frac{q_{\parallel}^2}{4m^2} \right) \right]$$

$$\mathcal{J}_1(q_{\parallel}) = 2q_{\parallel}^2 m^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{E} \frac{f_{-}(p) + f_{+}(p)}{q_{\parallel}^4 - 4(pq)_{\parallel}^2}$$

$$f_{\pm}(p) = [\exp((E \pm \mu)/T) + 1]^{-1}$$

$$H(z) = \frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{z}{1-z}} - 1, \quad 0 \leq z \leq 1$$

Дисперсия фотона в замагниченной среде

Уравнения дисперсии

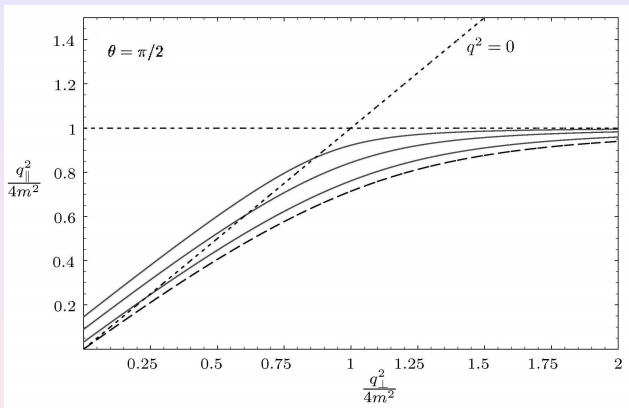
$$q^2 - \varkappa^{(\lambda)} = 0 \quad \lambda = 1, 2$$

Символы 1 и 2 соответствуют \parallel и \perp поляризациям в работе (Adler 1971), X - и O - модам в работе (Mushtukov et al. 2016), и E - и O - модам в работе (Thompson et al. 1995).
Для фотона моды 2 существует плазменная частота

$$\omega_{pl}^2 - \varkappa^{(2)}(\omega_{pl}, \mathbf{k} \rightarrow 0) = 0$$

При $q_{\parallel}^2 < 4m^2$ возникает область с $q^2 > 0$
Модификация кинематики фотон-фотонных и
фотон-нейтринных процессов

Дисперсия фотона в замагниченной среде



Законы дисперсии фотона для следующих значений параметров: $B/B_e = 200$, $\mu = 0$, $T = 1$ МэВ (верхняя кривая), $T = 0.5$ МэВ (средняя кривая), $T = 0.25$ МэВ (нижняя кривая). Дисперсия фотона без плазмы обозначена штриховой линией.

Коэффициент поглощения фотона

Разрешенные каналы с $\lambda, \lambda' = 1, 2$

$$W_{\lambda e^{\pm} \rightarrow \lambda' e^{\pm}} = \frac{\beta}{16(2\pi)^4 \omega_{\lambda}} \int |\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda'}|^2 Z_{\lambda} Z_{\lambda'} \times \\ \times f(E) (1 - f(E')) (1 + f_{\omega'}) \delta(\omega_{\lambda}(\mathbf{k}) + E - \omega_{\lambda'}(\mathbf{k}') - E') \frac{dp_z d^3 k'}{EE' \omega_{\lambda'}},$$

где $f_{\omega'} = [\exp(\omega'/T) - 1]^{-1}$ – равновесная функция распределения фотонов, $E = \sqrt{p_z^2 + m^2}$ и $E' = \sqrt{(p_z + k_z - k'_z)^2 + m^2}$ – энергии начального и конечного электронов (позитронов) соответственно.

Перенормировка

$$\varepsilon_{\alpha}^{(2)} \rightarrow \varepsilon_{\alpha}^{(2)} \sqrt{Z_2}, \quad Z_2^{-1} = 1 - \frac{\partial \kappa^{(2)}(q)}{\partial \omega^2}$$

Коэффициент поглощения фотона

Парциальные амплитуды

$$\mathcal{M}_{1 \rightarrow 1} = -\frac{8i\pi\alpha m}{\beta} \frac{(q\varphi q')(q\tilde{\varphi}q')}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\perp}{}^2 (-Q_{\parallel}^2)}},$$

$$\mathcal{M}_{1 \rightarrow 2} = -\frac{8i\pi\alpha m}{\beta} \frac{(q\Lambda q')(q'\tilde{\Lambda}Q)}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\parallel}{}^2 (-Q_{\parallel}^2)}},$$

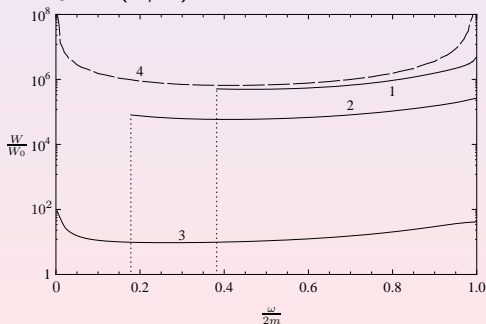
$$\mathcal{M}_{2 \rightarrow 1} = \frac{8i\pi\alpha m}{\beta} \frac{(q\Lambda q')(q'\tilde{\Lambda}Q)}{\sqrt{q_{\parallel}^2 q'_{\perp}{}^2 (-Q_{\parallel}^2)}},$$

$$\mathcal{M}_{2 \rightarrow 2} = 16\pi\alpha m \frac{\sqrt{q_{\parallel}^2 q'_{\parallel}{}^2} \sqrt{(-Q_{\parallel}^2)} \varkappa}{(q'\tilde{\Lambda}q')^2 - \varkappa^2 (q\tilde{\varphi}q')^2},$$

где $\varkappa = \sqrt{1 - 4m^2/Q_{\parallel}^2}$ и $Q_{\parallel}^2 = (q - q')_{\parallel}^2 < 0$, $q_{\alpha} = (\omega, \mathbf{k})$ и $q'_{\alpha} = (\omega', \mathbf{k}')$ – 4-импульсы начального и конечного фотонов

Коэффициент поглощения фотона

Коэффициент поглощения $W_{2 \rightarrow 2}$, как функция ω при $B/B_e = 200$ и $T = 1$ МэВ – 1, $T = 250$ кэВ – 2 и $T = 50$ кэВ – 3. Штриховая линия – 4 $W_{2 \rightarrow 2}$ без учета дисперсии и перенормировки в. ф. фотона при $T = 1$ МэВ. $\theta = \pi/2$, $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$.



Основные результаты по второй главе

- Детально исследованы дисперсионные свойства фотона в сильно замагниченной зарядово-симметричной и холодной почти вырожденной плазмы.
- Впервые получены относительно простые выражения для коэффициентов поглощения фотона, обусловленные процессом $\gamma e \rightarrow \gamma e$ в сильно замагниченной плазме в двух предельных случаях зарядово-симметричной и холодной почти вырожденной плазмы с учетом дисперсии и перенормировки волновых функций фотонов.
- Показано, что учет дисперсии и перенормировки волновых функций фотонов в рассмотренных условиях существенно изменяет поведение коэффициентов поглощения фотона.

Расщепление фотона в сильно замагниченной плазме

Немного истории

Магнитное поле без плазмы

Папанян, Ритус (1973), Adler (1996), Кузнецов и др. (1999),
Weise (2004)

Плазма без магнитного поля

Melrose (1974), Shabad (1986)

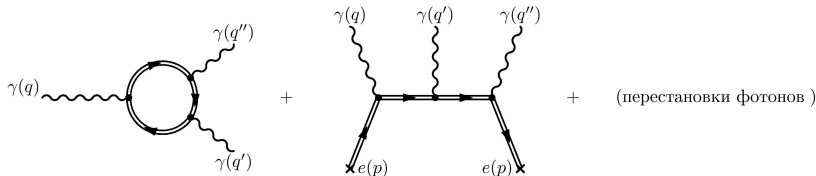
Замагниченная плазма

- Влияние плазмы на дисперсию фотона – Adler (1971), Bulik (1998)
- Модификация амплитуды – Elmfors (1998), Gies (2000), Martinez (2001)

Самосогласованное описание процесса $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ с
одновременным учетом влияния замагниченной среды на
амплитуду и дисперсионные свойства фотонов отсутствует

Расщепление фотона в сильно замагниченной плазме

Диаграммы Фейнмана для процесса $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$



Амплитуда

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_B + \mathcal{M}_{B+pl}$$

Обозначения

p^μ – 4-импульс плазменного электрона
 q^μ , q'^μ и q''^μ – 4-импульсы начального и конечных фотонов

Кинематика и правила отбора по поляризациям

Зарядово симметричная и зарядово несимметричная плазма

Расщепление, $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

$\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$ (новый!!!)

$\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2, \gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$ (запрещены при $q^2 > 0$)

Слияние, $\gamma\gamma \rightarrow \gamma$

$\gamma_1\gamma_2 \rightarrow \gamma_1, \gamma_2\gamma_1 \rightarrow \gamma_1, \gamma_2\gamma_2 \rightarrow \gamma_1, \gamma_1\gamma_1 \rightarrow \gamma_2$

Парциальные амплитуды:

$$\mathcal{M}_{1 \rightarrow 12} = -i4\pi \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(q' \varphi q'')(q' \tilde{\varphi} q'')}{[q'^2_{\perp} q''^2_{\parallel} q^2_{\perp}]^{1/2}} \mathcal{G}(q''_{\parallel}),$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{1 \rightarrow 22} &= -i4\pi \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(q' q'')_{\parallel}}{[q'^2_{\parallel} q''^2_{\parallel} q^2_{\perp}]^{1/2}} \\ &\times \left\{ (q q'')_{\perp} \mathcal{G}(q') + (q q')_{\perp} \mathcal{G}(q'') \right\}, \end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_{2 \rightarrow 11} = \mathcal{M}_{1 \rightarrow 12}(q \leftrightarrow q''),$$

$$\mathcal{G}(q_{\parallel}) = \mathcal{J}_1(q_{\parallel}) + H \left(\frac{q^2_{\parallel}}{4m^2} \right)$$

Вероятности расщепления и слияния фотонов

Расщепление

$$W_{\lambda \rightarrow \lambda' \lambda''} = \frac{g_{\lambda' \lambda''}}{32\pi^2 \omega_\lambda} \int |\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda' \lambda''}|^2 \times \\ \times Z_\lambda Z_{\lambda'} Z_{\lambda''} (1 + f_{\omega'}) (1 + f_{\omega''}) \delta(\omega - \omega' - \omega'') \frac{d^3 k''}{\omega' \omega''},$$

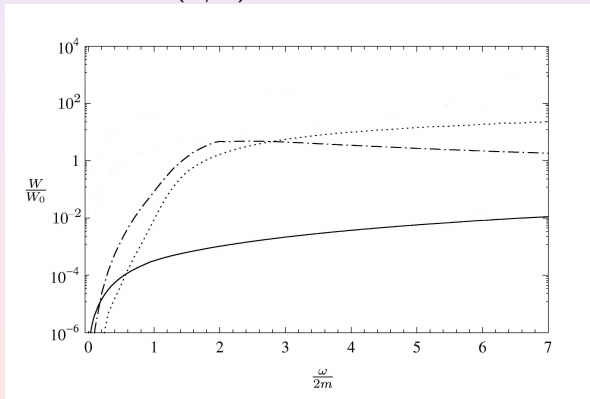
Слияние

$$W_{\lambda \lambda' \rightarrow \lambda''} = \frac{1}{32\pi^2 \omega_\lambda} \int |\mathcal{M}_{\lambda \lambda' \rightarrow \lambda''}|^2 Z_\lambda Z_{\lambda'} Z_{\lambda''} f_{\omega'} (1 + f_{\omega''}) \times \\ \times \delta(\omega_\lambda(\mathbf{k}) + \omega_{\lambda'}(\mathbf{k} + \mathbf{k}'') - \omega_{\lambda''}(\mathbf{k}'')) \frac{d^3 k''}{\omega_{\lambda'} \omega_{\lambda''}},$$

$$f_\omega = [e^{\omega/T} - 1]^{-1}, \quad g_{\lambda' \lambda''} = 1 - (1/2) \delta_{\lambda' \lambda''}.$$

Вероятность расщепления в сравнении с коэффициентом поглощения фотона в процессе $\gamma e \rightarrow \gamma e$

$W_{1 \rightarrow 12}$ – точечная кривая, $W_{1 \rightarrow 22}$ – штрихпунктирная кривая,
 $W_{1 \rightarrow 2}$ – сплошная кривая. $B/B_e = 200$, $T = 50$ кэВ, $\theta = \pi/2$,
 $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$



Возможные астрофизические приложения

Перенос излучения и уравнение диффузии

$$\frac{\partial n_{\lambda}^{\omega}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{\lambda} \frac{\partial n_{\lambda}^{\omega}}{\partial z} \right) = Q_{\lambda}^{\omega},$$

n_{λ}^{ω} – функция распределения фотонов моды $\lambda = 1, 2$, Q_{λ}^{ω} источник фотонов моды λ , Коэффициент диффузии

$$D_{\lambda}(\omega, z) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \ell_{\lambda}(\theta, \omega, z) \cos^2 \theta, \text{ } D_1 \gg D_2$$

Длина свободного пробега фотона моды λ

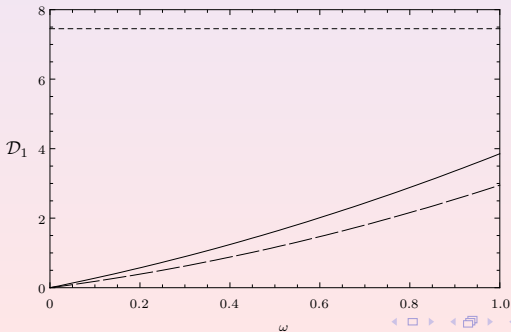
$$\ell_{\lambda} = \left[\sum_{\lambda'=1}^2 W_{\lambda \rightarrow \lambda'} + \sum_{\lambda', \lambda''=1}^2 (W_{\lambda \rightarrow \lambda' \lambda''} + W_{\lambda \lambda' \rightarrow \lambda''}) \right]^{-1},$$

Возможные астрофизические приложения

Коэффициент диффузии $\mathcal{D}_1(\omega/2m) = \omega^2 W_0 D_1 / (2m)^2$ с учетом и без учета дисперсии фотона при $T = 1$ МэВ и $B = 200 B_e$.

Короткая штриховая линия обозначает приближение (Thompson 2001):

$$\ell_1^H = 3D_1 \simeq \frac{1}{n_e \sigma_T} \left(\frac{m}{\omega} \right)^2 \left(\frac{B}{B_e} \right)^2.$$



Основные результаты по третьей главе

- Вычислена амплитуда процесса расщепления фотона $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, проанализирована кинематика и найдены правила отбора по поляризациям.
- Для разрешенных каналов расщепления и слияния фотонов впервые получены соответствующие вероятности с учетом дисперсии и перенормировки волновых функций фотонов в общем случае, когда распадающийся (сливающийся) фотон распространяется под произвольным углом по отношению к направлению магнитного поля.
- Показано, что присутствие плазмы, с одной стороны, существенным образом изменяет правила отбора по поляризациям по сравнению со случаем чистого магнитного поля.

Фотон-нейтринные процессы в плотной замагниченной среде

Основные нейтринные процессы в коре молодой NS

- Аннигиляция пар, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ и синхротронный процесс, $e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ в сильно замагниченной вырожденной плазме несут существенны (D. Yakovlev et al. 2001).
- Фотонейтринный процесс, $e\gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ (В. Скобелев 2000, Д. Р., М. Чистяков 2008, А. Борисов и др. 2012)
- Конверсия фотона, $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (D. Melrose et al. 1998 – в слабом магнитном поле, N. Mikheev et al. 1997 – в сильном магнитном поле без плазмы).
- Двухфотонная аннигиляция, $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (М. Chistyakov et al. 2005 – в сильно замагниченной вырожденной плазме $M \sim eB$).

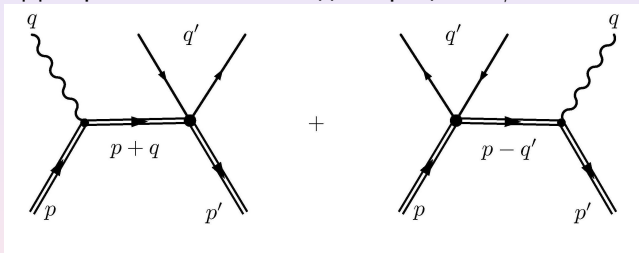
Фотон-нейтринные процессы в плотной замагниченной среде

Где? Внешняя кора магнитара, $B \sim 10^{14} - 10^{16}$ Гс., $B \gg B_e$,
 $B_e = m^2/e \simeq 4.41 \times 10^{13}$ Гс,
 $T \sim 10^8 - 10^9$ К, $T \ll m$,

$$\frac{p_F}{m} \simeq 0.34 \frac{B_e}{B} \frac{\rho}{\rho_6}, \quad \rho_6 = 10^6 \text{ г/см}^3, \quad \rho_6 \leq \rho \leq 10^3 \rho_6$$

Дисперсионные свойства фотонов учитывались неаккуратно!
Ранее полученные результаты нуждаются в уточнении!

Диаграммы Фейнмана для процесса $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$.



Обозначения

p^μ (p'^μ) – импульсы начального (конечного) электронов,
 q^μ и q'^μ – импульсы начального фотона и нейтринной пары,

Нейтринная светимость

Излучательная способность нейтрино, может быть определена как нулевая компонента 4-вектора энергии-импульса, передаваемого в этом процессе от нейтрино единице объема внешней среды за единицу времени:

$$Q = \frac{1}{V} \int \prod_i d\Gamma_i f_i \prod_f d\Gamma_f (1 \pm f_f) q'_0 \frac{|S_{if}|^2}{\tau},$$

$d\Gamma_i$ ($d\Gamma_f$) – число состояний начальных (конечных) частиц; f_i (f_f) – соответствующие функции распределения, знак $+$ ($-$) соответствует конечным бозонам (фермионам); q'_0 – энергия нейтринной пары; V – объем плазмы, τ – время взаимодействия, S_{if} – S -матричный элемент.

Нерезонансный случай в процессе $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$

$\rho < 10^9 \text{ г/см}^3$ – практически все электроны занимают основной уровень Ландау. Нет резонанса.

1. Нерелятивистская сильно замагниченная плазма

$$eB \gg p_F^2 \gg Tm, \quad p_F \ll m$$

$$Q = Q_s F(\omega_p/T) .$$

$$Q_s = \frac{8\pi^2 \alpha G_F^2 e B T^9}{4725 m p_F} \left[\overline{C_V^2} + \overline{C_A^2} \right] \simeq 1.3 \cdot 10^6 B_{15}^2 \rho_6^{-1} T_8^9 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}} .$$

$$B_{15} = B/(10^{15} \text{ Гс}), \quad \rho_6 = \rho/(10^6 \text{ г/см}^3), \quad T_8 = T/(10^8 \text{ К})$$

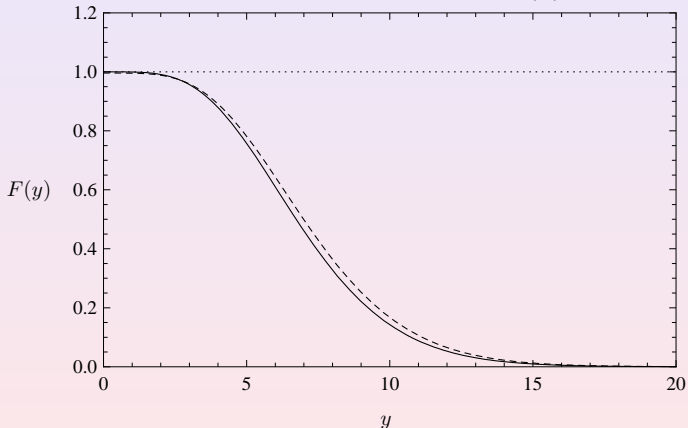
(В.В. Скобелев 2000) Получена следующая аппроксимация для

$F(y)$ с точностью 14%

$$F(y) \simeq \frac{45e^{-y}}{128\pi^8} (3y^7 + 31y^6 + 212y^5 + 1108y^4 + 4480y^3 + 13440y^2 + 26880y + 26880) .$$

Нерезонансный случай в процессе $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$

Фактор $F(y)$. Пунктирная линия отвечает аппроксимации.
Точками обозначена асимптотика $F(0) = 1$.



$$\rho = 10\rho_6, \omega_p/T_8 \simeq 7, Q \simeq 0.5Q_s$$

Нерезонансный случай в процессе $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$

2. Релятивистская плазма, $\mu \gg m$

$$Q \simeq Q_b R \left(\frac{\omega_p}{2T} \right)$$

$$Q_b = \frac{G_F^2 \alpha (\overline{C_V^2} + \overline{C_A^2})}{576 (2\pi)^{11/2}} \frac{B}{B_e} \left(\frac{m}{\mu} \right)^6 \omega_p^{15/2} T^{3/2} e^{-\omega_p/T}$$
$$\simeq 10^{11} B_{16}^{43/4} \rho_9^{-6} T_9^{3/2} \exp \left(-6 B_{16}^{1/2} T_9^{-1} \right) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}}$$

(А.В. Борисов и др. 2012)

$$B_{16} = B / (10^{16} \text{ Гс}), \quad \rho_9 = \rho / (10^9 \text{ г/см}^3), \quad T_9 = T / (10^9 \text{ К}),$$

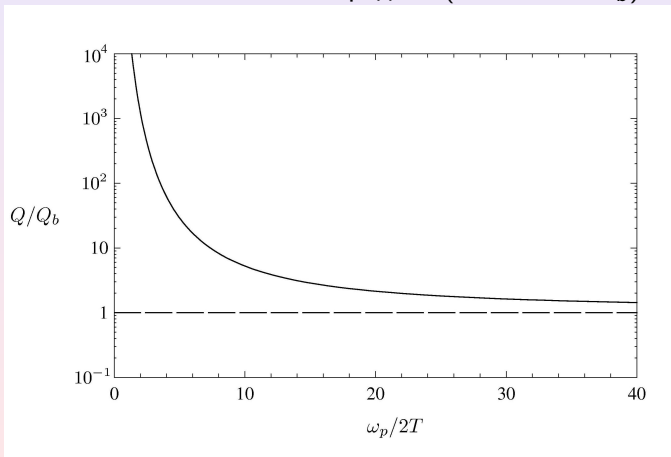
Нерезонансный случай в процессе $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$

Получена следующая аппроксимация для $R(z)$ с точностью 0.8%

$$R(z) \simeq 1 + \frac{0.7627}{z^{1/2}} + \frac{66.875}{z^{3/2}} + \frac{271.654}{z^{5/2}} + \frac{2509.36}{z^{7/2}} + \frac{6754.62}{z^{9/2}} + \\ + \frac{16612.9}{z^{11/2}} + \frac{19843.8}{z^{13/2}} + \frac{10188.5}{z^{15/2}}.$$

Нерезонансный случай в процессе $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$

Результат Q_b для параметров $\rho = \rho_9$, $B = B_{16}$, $\omega_p/(2T_9) \simeq 3$ занижен на несколько порядков ($Q \simeq 2 \cdot 10^2 Q_b$).



Резонанс в процессе $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$

При плотности $\rho \gtrsim 10^9$ г/см³ возбуждаются высшие уровни Ландау виртуальных электронов.

Знаменатель электронного пропагатора $P_{\parallel}^2 - m^2 - 2eBn$ может обращаться в ноль.

Решение: учет радиационных поправок к массе электрона:

$m \rightarrow m - i\Gamma_n/2$ ($P_0 \rightarrow P_0 + i\Gamma_n/2$), получим

$$\frac{1}{P_{\parallel}^2 - m^2 - 2eBn} \rightarrow \frac{1}{P_{\parallel}^2 - m^2 - 2eBn + iP_0\Gamma_n}.$$

Γ_n – полная ширина изменения состояния электрона,

$$P_{\mu} = (p + q)_{\mu}.$$

Резонанс в процессе $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$

Нейтринная светимость за счет процесса $\gamma e_\ell \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}$ может быть представлена в виде

$$Q_{\gamma e_\ell \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\ell'=0}^{n-1} Q_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}},$$

$$Q_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}} = \frac{1}{L_x} \int \frac{d^2 p''}{(2\pi)^2 2E_n''} f_e(E_n'') \frac{d^2 p'}{(2\pi)^2 2E_{\ell'}'} [1 - f_e(E_{\ell'}')] \\ \times \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2\varepsilon_1} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2\varepsilon_2} q'_0 (2\pi)^3 \delta^3(p'' - p' - q') |\mathcal{M}_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}}|^2$$

– нейтринная светимость за счет процесса $e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}$
(D. G. Yakovlev et al. Phys. Rep. 2001).

Основные результаты по четвертой главе

- Рассмотрено влияние сильно замагниченной плотной плазмы на фотон-нейтринные процессы $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$, $\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и $\gamma\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и впервые получены инвариантные амплитуды реакций $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ и $\gamma\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$.
- В частном случае холодной плазмы впервые вычислены вклады рассматриваемых процессов в нейтринную светимость с учетом изменения дисперсионных свойств фотонов в замагниченной среде.
- Исходя из возможной модификации кривой охлаждения нейтронной звезды за счет изменения нейтринной светимости в сильном магнитном поле, делается предположение об ограничении на величину индукции магнитного поля во внешней коре магнитара.

Резонансные процессы в замагниченной среде

Резонанс на виртуальном фотоне

Аксион – вероятный кандидат на роль холодной темной материи

Масштаб нарушения симметрии Печчеи – Куинн

$$f_a \gtrsim 10^8 \text{ ГэВ (Raffelt 1996)}$$

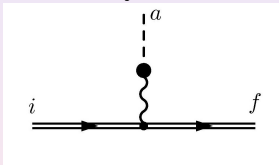
Аксионы очень трудно детектировать

В экстремальных условиях (магнитары) возможна эффективная генерация аксионов.

$$B \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ Гс} \gg B_e$$

Процесс общего вида

Диаграмма Фейнмана для процесса $i \rightarrow f + a$. Двойные линии означают, что влияние внешнего поля на начальное и конечное состояния учтено точно.



Возможен резонанс!

Вблизи резонанса – процесс комптоновского рассеяния реликтовых фотонов на электронах и позитронах магнитосферы магнитара (В.В. Скобелев ЖЭТФ Т.132. С.1121. 2007)

Эффективный лагранжиан и амплитуда процесса $i \rightarrow f + a$

Эффективный лагранжиан γa взаимодействия

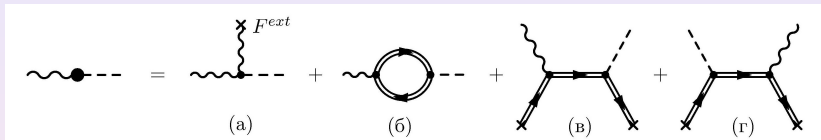
$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{a\gamma}(x) = & g_{a\gamma} \tilde{F}^{\mu\nu} [\partial_\nu A_\mu(x)] a(x) + \\ & + \frac{g_{af}}{2m_f} [\bar{\psi}_f(x) \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f(x)] \partial_\mu a(x) + \\ & + Q_f [\bar{\psi}_f(x) \gamma^\mu \psi_f(x)] A_\mu(x)\end{aligned}$$

Константы связи $g_{a\gamma} = \alpha \xi / 2\pi f_a$, $g_{af} = C_f m_f / f_a$, $\xi, C_f \sim 1$
Амплитуда

$$\mathcal{M}_{i \rightarrow f}^a = - \frac{\mathcal{M}_{if}^\gamma \mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a}}{q'^2 - \mathcal{P}(\varepsilon)(q')}, \quad \mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a} = i \bar{g}_{a\gamma} (\varepsilon \tilde{F} q')$$

$\tilde{F}^{\mu\nu}$ – дуальный тензор внешнего электромагнитного поля

Эффективная константа γa взаимодействия



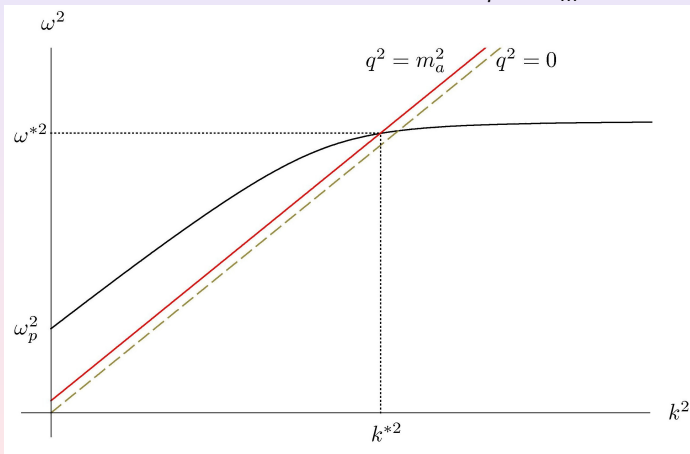
$$\bar{g}_{a\gamma} = g_{a\gamma} + \Delta g_{a\gamma}^B + \Delta g_{a\gamma}^{pl}$$

Л.А. Василевская, Н.В. Михеев, О.С. Овчинников ЯФ Т.62.
С.1662. 1999 Н.В. Михеев, Е.Н. Нарынская Mod. Phys. Lett. A
V.21. P.433. 2006

$g_{a\gamma}$ и $\Delta g_{a\gamma}^{pl}$ не учтены в работе В.В. Скобелева

Дисперсия фотона и аксиона

Условие возникновения резонанса $\omega_p^2 = \frac{4\pi\alpha n}{m} \geq m_a^2$



Поляризационный оператор

В активной среде фотон нестабилен

$$\mathcal{P}^{(\varepsilon)} = \Re - i\Im$$

$$\Im = \omega' \left(e^{\omega'/T} - 1 \right) \Gamma_{cr},$$

$$\Gamma_{cr} = \sum_{i,f} \int |\mathcal{M}_{if}^\gamma|^2 d\Phi_{if},$$

(Weldon, *Phys Rev D* 1983)

$d\Phi_{if}$ – элемент фазового объема состояний i и f для процесса
 $i \rightarrow f + \gamma$

Аксионная светимость за счет всевозможных реакций с участием частиц плазмы

$$Q = \int \frac{d\Phi' |\mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a}|^2}{e^{\omega'/T} - 1} \frac{\Im}{(q'^2 - \Re)^2 + \Im^2}.$$

$$d\Phi' = \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2\omega'} - \text{фазовый объем аксиона.}$$

В окрестности резонанса

$$\frac{\Im}{(q'^2 - \Re)^2 + \Im^2} \simeq \pi \delta(q'^2 - \Re).$$

В резонансном случае Q **однозначно** выражается через $Q_{\gamma \rightarrow a}$

Предельные случаи

- Слабо замагниченная плотная плазма, $m_a^2 \ll eB \ll T^2, \mu^2$

$$Q = \frac{\bar{g}_{a\gamma}^2 (eB)^2}{48\pi^2 \alpha} \frac{(k^*)^3}{e^{k^*/T} - 1}, \quad \omega^2(\vec{k}^*) = m_a^2 + k^{*2}$$

(Михеев и др. *Phys. Rev. D* V.58. P.055008. 1998)

- Сильно замагниченная плазма $eB \gg m^2, \mu^2 \gg T^2$
 - Масса аксиона – наименьший параметр задачи, $\omega_p, T \gg m_a \sim 10^{-5}$ эВ, $\eta = (\alpha/(3\pi))(B/B_e)$

$$Q \simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} \omega_p^3 \frac{(1+\eta)^{3/2}}{\eta^{5/2}} \left(\exp \left[\frac{\omega_p}{T} \sqrt{1 + \frac{1}{\eta}} \right] - 1 \right)^{-1}.$$

- $\omega_p \gg T \sim m_a$

$$Q \simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} T m_a^2 e^{-\omega_p/T}.$$

Число рождаемых аксионов

$$\frac{dN}{dtdV} = \int \frac{d\Phi'}{\omega'} \frac{|\mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a}|^2}{e^{\omega'/T} - 1} \frac{\Im}{(q'^2 - \Re)^2 + \Im^2},$$

•

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dtdV} &\simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} \omega_p^2 \frac{1+\eta}{\eta^2} \times \\ &\times \left(\exp \left[\frac{\omega_p}{T} \sqrt{1 + \frac{1}{\eta}} \right] - 1 \right)^{-1}, \quad \omega_p, T \gg m_a, \end{aligned}$$

•

$$\frac{dN}{dtdV} \simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} \frac{T m_a^2}{\omega_p} e^{-\omega_p/T}, \quad \omega_p \gg T \sim m_a.$$

Число аксионов, рождаемых реликтовым излучением

Параметры $T \sim m_a \sim 10^{-3}$ эВ, $B = 100 B_e$

Резонас возможен при $n_{min} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$

$$\frac{dN}{dVdt} \sim 10^{10} \frac{1}{\text{см}^3 \text{ сек}}$$

Для магнитосферы магнитара $V \sim 10^{19} \text{ см}^3$,

$$\frac{dN}{dt} \sim 10^{29} \frac{1}{\text{сек}}$$

Для числа магнитаров в Галактике $\sim 10^6$, что за $\sim 10^9$ лет они произведут $\sim 10^{51}$ аксионов. Концентрация аксионов в Галактике должна быть

$$n_a \sim 10^{-21} \text{ см}^{-3} \ll n_b \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3}$$

Резонансные процессы в замагниченной среде

Резонансы на виртуальных электроне и фотоне

Проблема моделирования генерации радиоизлучения в магнитосфере магнитара.

Нужно обеспечить достаточную концентрацию e^+e^- плазмы в магнитосфере.

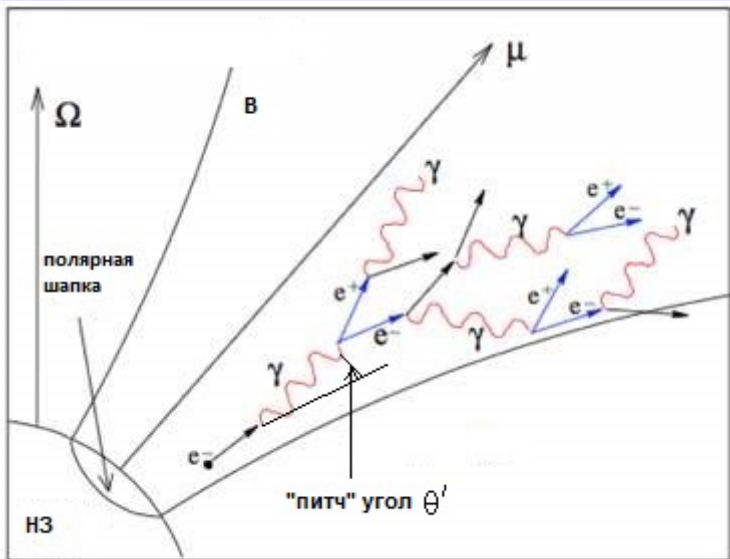
Стандартный механизм: рождение e^+e^- плазмы за два этапа (Beloborodov A. M., Thompson C. 2007)

i) рождение жесткого γ кванта комптоновским механизмом,

$$\gamma e \rightarrow e\gamma, \omega' > 2m;$$

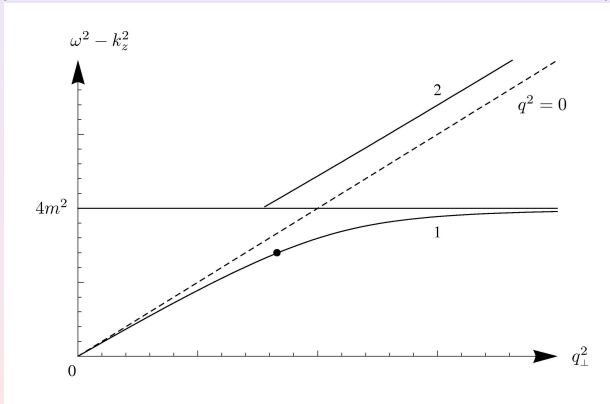
ii) набор «питч»-угла, $\omega'^2 \sin^2 \theta' > 4m^2$ и рождение e^+e^- пары, $\gamma \rightarrow e^+e^-$ (Клепиков Н. П. 1954).

Резонансные процессы в замагниченной среде



Захват фотона магнитным полем

Проблема: захват фотона магнитным полем при $\omega > 2m$
(Шабад А.Е., Усов В.В. 1986, Шабад А.Е. 1988).



Решение: процесс $\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^+ e^- !!!$

Постановка задачи

Рассматриваем небольшую окрестность полярной шапки магнитара, где $\vec{\mathcal{E}} \uparrow \downarrow \vec{B}$, $\vec{B} = B\vec{n}_z$ и $|\vec{\mathcal{E}}| \ll |\vec{B}|$.

Иерархия параметров

$$T^2 \ll m^2 \ll eB \ll E^2.$$

Все реальные электроны находятся на основном уровне Ландау.

Процессы первого порядка $e \rightarrow e + \text{all}$ кинематически закрыты.

Обозначения:

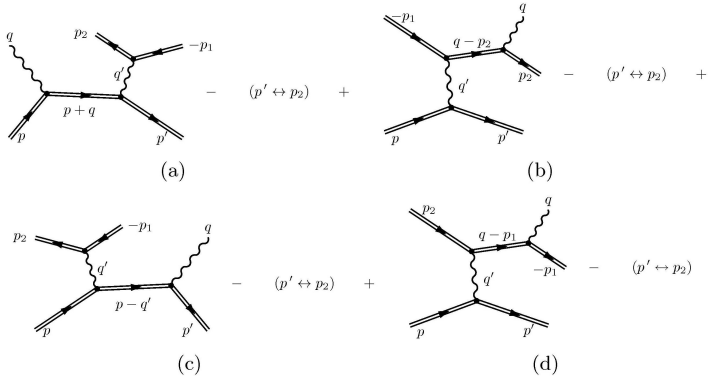
$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$$

$$(q + p)_\mu = (p' + p_1 + p_2)_\mu, \quad \mu = 0, 2, 3,$$

q'^μ – виртуальный фотон.

Диаграммы

Диаграммы Фейнмана для процесса $\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^+ e^-$.



s-канальная диаграмма (a) с заменой $p' \leftrightarrow p_2$ дает основной вклад в области резонанса

Амплитуда процесса $\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^+ e^-$

$$\begin{aligned} \mathcal{M} \simeq & -i \frac{2\sqrt{2}e^3 m^2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq'_x}{q'^2 - \mathcal{R} + i\mathcal{I}} \exp \left[-\frac{2q'^2_{\perp} + q^2_{\perp}}{4eB} \right] \\ & \exp \left[-i \frac{q_x(p_y + p'_y) - q'_x(p_y + p'_y + p_{1y} - p_{2y})}{2eB} \right] \exp \left[-\frac{i(q\varphi q')}{2eB} \right] \\ & \frac{1}{n!} \left(\frac{(qq')_{\perp} - i(q\varphi q')}{2eB} \right)^n \frac{(pq')_{\parallel} [(pq)_{\parallel} + (p'q)_{\parallel}]}{\sqrt{q^2_{\parallel} q'^2_{\parallel} [(pp')_{\parallel} + m^2]}} \\ & \frac{1}{q^2_{\parallel} + 2(pq)_{\parallel} - 2eBn + i(E + \omega)\Gamma_n} \bigg|_{\substack{q'^{\alpha}_{\parallel} = p^{\alpha}_{1\parallel} + p^{\alpha}_{2\parallel} \\ q'_y = p_{1y} + p_{2y}}} - (p' \leftrightarrow p_2). \end{aligned}$$

Возможны резонансы!

Поглощение электрона и фотона

- Поглощение электрона, Γ_n . Основной вклад $e_1 \rightarrow \gamma + e_0$.

$$(E + \omega)\Gamma_1 \simeq \alpha e B (1 - e^{-1}).$$

- Поглощение фотона

$$\mathcal{I} \simeq - \frac{4m^2 \alpha e B e^{-q_\perp'^2/2eB}}{\sqrt{q_\parallel'^2(q_\parallel'^2 - 4m^2)}}.$$

Коэффициент поглощения электрона в равновесном фотонном газе температуры T

$$W = \int \frac{\delta^3(\dots)|\mathcal{M}|^2}{2^5(2\pi)^6 \omega E E' E_1 E_2} \frac{d^3 q}{e^{\omega/T} - 1} dp_y' dp_z' dp_{1y} dp_{1z} dp_{2y} dp_{2z}.$$

Коэффициент поглощения электрона

В окрестности резонансов

$$\frac{1}{(q_{\parallel}^2 + 2(pq)_{\parallel} - 2eB)^2 + (E + \omega)^2 \Gamma_1^2} \simeq \frac{\pi}{(E + \omega) \Gamma_1} \delta(q_{\parallel}^2 + 2(pq)_{\parallel} - 2eB).$$

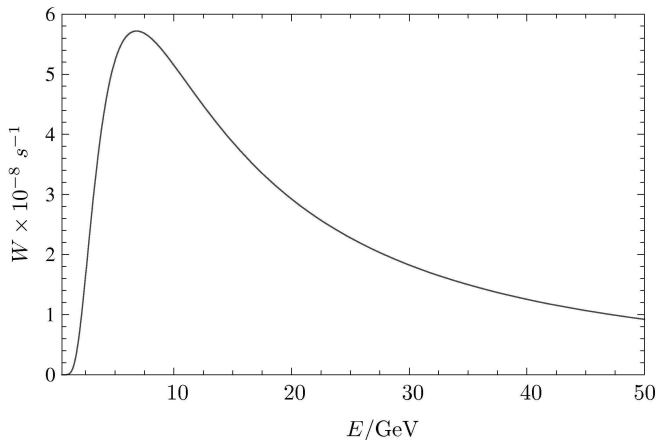
$$\frac{1}{(q'^2 - \mathcal{R})^2 + \mathcal{I}^2} \simeq \frac{\pi}{\mathcal{I}} \delta(q'^2 - \mathcal{R}).$$

Итог:

$$W \simeq \frac{\alpha}{2} T \frac{B}{B_e} \left(\frac{m}{E} \right)^2 \ln \left(1 - e^{-\frac{eB}{2ET}} \right)^{-1}.$$

Коэффициент поглощения электрона

Зависимость вероятности рождения электрон-позитронных пар в единицу времени от энергии начального электрона при $B = 100B_e$ и $T = 1$ кэВ



Эквивалентный подход

- поглощение фотона электроном с рождением электрона на первом уровне Ландау, $e_0 + \gamma \rightarrow e_1$, $W_{\gamma+e_0 \rightarrow e_1}$;
- переход электрона с первого уровня на нулевой с испусканием жесткого γ -кванта, $e_1 \rightarrow e_0 + \gamma$, $\Gamma_{e_1 \rightarrow e_0 + \gamma} / \Gamma_{e_1 \rightarrow all} \simeq 1$;
- рождение e^+e^- пары жестким фотоном, $\gamma \rightarrow e^+e^-$, $\Gamma_{\gamma \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_{\gamma \rightarrow all} \simeq 1/2$.

Итог

$$W_{\gamma+e \rightarrow e+e^+e^-} \simeq W_{\gamma+e_0 \rightarrow e_1} / 2,$$

$$W_{\gamma+e_0 \rightarrow e_1} \simeq \alpha T \frac{B}{B_e} \left(\frac{m}{E} \right)^2 \ln \left(1 - e^{-\frac{eB}{2ET}} \right)^{-1}.$$

Эффективность производства e^+e^- пар

Длина свободного пробега электрона на начальной стадии ускорения $\ell \simeq 57$ см. $\ll h \simeq 100$ м – величина зазора.
Изменение числа электронов в потоке при $E \sim 10^7$ м

$$N \simeq N_0 \exp \left[- \int_0^h dx W \right] \simeq 0.99 N_0 ,$$

где N_0 – начальное число электронов в потоке.
1 % электронов преобразуется в e^+e^- - пары

Основные результаты по пятой главе

- Найдено число аксионов, рождаемых равновесным реликтовым излучением в магнитосфере магнитара. Показано, что в противовес ранее сделанным в литературе выводам, рассмотренный резонансный механизм не эффективен для производства холодной скрытой массы.
- Получена оценка возможной эффективности процесса рождения пар для генерации в магнитосфере электрон-позитронной плазмы.
- Получен коэффициент поглощения фотона в резонансном процессе $\gamma e \rightarrow \gamma e$, представленный в простой аналитической форме, удобной для дальнейшего использования при решении задачи переноса излучения.

В диссертации представлены следующие результаты

1. Впервые вычислены амплитуды обобщенного комптоноподобного процесса $jf \rightarrow j'f'$ в постоянном однородном магнитном поле с произвольной величиной напряженности, где f и f' – начальный и конечный фермионы, находящиеся на произвольных уровнях Ландау, j и j' – обобщенные токи скалярного, псевдоскалярного, векторного или аксиального типов.

Амплитуды представлены в явном калибровочно- и лоренц-инвариантном виде. Рассмотрены частные случаи сильного магнитного поля, когда реальные фермионы занимают основной уровень Ландау, и когерентного рассеяния тока j «вперед» без изменения состояний фермионов.

Последний результат позволил обобщить имеющиеся в литературе выражения для амплитуд перехода $j \rightarrow f \bar{f} \rightarrow j'$ в магнитном поле на случай произвольно замагниченной плазмы.

2. Впервые получены простые выражения для коэффициентов поглощения фотона, обусловленные процессом $\gamma e \rightarrow \gamma e$ в сильно замагниченной плазме в двух предельных случаях зарядово-симметричной и холодной почти вырожденной плазмы с учетом дисперсии и перенормировки волновых функций фотонов. Проведено сравнение коэффициентов поглощения фотонов в процессе расщепления фотона и в процессе комптоновского рассеяния.

3. Вычислена амплитуда процесса расщепления фотона $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, проанализирована кинематика и найдены правила отбора по поляризациям. Для разрешенных каналов расщепления впервые получены соответствующие вероятности с учетом дисперсии и перенормировки волновых функций фотонов в общем случае, когда распадающийся фотон распространяется под произвольным углом по отношению к направлению магнитного поля. Полученные результаты показывают, что присутствие плазмы, с одной стороны, существенным образом изменяет правила отбора по поляризациям по сравнению со случаем чистого магнитного поля.

Обнаружен новый канал расщепления $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$, запрещенный в отсутствие плазмы. С другой стороны, из численных расчетов и полученных асимптотических формул следует, что горячая плазма оказывает подавляющее влияние на каналы $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$ и $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2 \gamma_2$. Тем не менее, холодная зарядово-симметричная плазма в сочетании с сильным магнитным полем способна усилить вероятность расщепления по этим каналам по сравнению с чистым магнитным полем.

4. Рассмотрено влияние сильно замагниченной плотной плазмы на фотон-нейтринные процессы $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$, $\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и $\gamma \gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и впервые получены инвариантные амплитуды реакций $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ и $\gamma \gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$. В частном случае холодной плазмы впервые вычислены вклады рассматриваемых процессов в нейтринную светимость с учетом изменения дисперсионных свойств фотонов в замагниченной среде.

Заключение

Предложен методический прием вычисления светимости фотонейтринного процесса, $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$, через ширину поглощения фотона. На основе изложенной методики показано, что в случае релятивистской плазмы нейтринная светимость за счет процесса $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ существенно модифицируется по сравнению с имеющимися в литературе результатами.

Показано, что в случае холодной плазмы вклад в нейтринную излучательную способность процесса $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ будет сильно подавлен по сравнению с вкладами фотонейтринного процесса и процесса конверсии фотона. Исходя из возможной модификации кривой охлаждения нейтронной звезды за счет изменения нейтринной светимости в сильном магнитном поле, делается предположение об ограничении на величину индукции магнитного поля во внешней коре магнитара.

5. Впервые рассмотрено влияние замагниченной плазмы на процесс резонансного фоторождения аксионов на заряженных компонентах среды, $i \rightarrow f + a$. Показано, что аксионная светимость в области резонанса за счет всевозможных реакций с участием частиц среды однозначно выражается через светимость перехода фотон \rightarrow аксион. Найдено число аксионов, рождаемых равновесным реликтовым излучением в магнитосфере магнитара. Показано, что в противовес ранее сделанным в литературе выводам, рассмотренный резонансный механизм не эффективен для производства холодной скрытой массы.

6. Проведено исследование комптоноподобного процесса $\gamma e^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ рождения электрон-позитронной пары при взаимодействии ультрарелятивистского электрона с мягким рентгеновским фотоном в окрестности полярной шапки магнитара. Для процесса $\gamma e^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ впервые получено простое аналитическое выражение для коэффициента поглощения электрона. Получена оценка возможной эффективности процесса рождения пар для генерации в магнитосфере электрон-позитронной плазмы.

Основные публикации по теме диссертации

1. Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Влияние сильно замагниченной плазмы на процесс расщепления фотона. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128, № 4. С. 740-751.
2. Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Влияние фотон-нейтринных процессов на остывание магнитара. // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, № 4. С. 627-636.
3. Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Процессы с участием фотонов в сильно замагниченной плазме. // Ядерная физика. 2009. Т. 72, № 2. С. 334-339.
4. Rumyantsev D. A., Chistyakov M. V. Compton effect in strongly magnetized plasma. // Int. J. Mod. Phys. A. 2009. V. 24, No. 20-21. P. 3995-4008.

5. Михеев Н. В., Румянцев Д. А., Школьников Ю. Е. О резонансном рождении аксионов в магнитосфере магнитара. // Письма в журн. эксперим. и теор. физ. 2009. Т. 90, № 9. С. 668-671.
6. Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A., Stus' N. S. Photon splitting and Compton scattering in strongly magnetized hot plasma. // Phys. Rev. D. 2012. V. 86, P. 043007 (1-17).
7. Румянцев Д. А. Резонансный механизм рождения e^+e^- пар в сильном магнитном поле. // Ядерная физика. 2013. Т. 76, № 12. С. 1605-1609.
8. Михеев Н. В., Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Фоторождение нейтрино на электроны в плотной замагниченной среде. // ЖЭТФ. 2014. Т. 146, № 2. С. 289-296.

9. Kuznetsov A. V., Rumyantsev D. A., Savin V. N. Creation of electron-positron pairs at excited Landau levels by a neutrino in a strong magnetic field. // Int. J. Mod. Phys. A. 2014. V. 29, No. 26. P. 1450136 (1-16).
10. Kuznetsov A. V., Rumyantsev D. A., D.M. Shlenev Generalized two-point tree-level amplitude $jf \rightarrow j'f'$ in a magnetized medium. // Int. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30, No. 11. P. 1550049 (1-23).
11. Kuznetsov A. V., Rumyantsev D. A., Savin V. N. Neutrino processes $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-$ and $\nu \rightarrow \nu e^+e^-$ in a strong magnetic field. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 675, P. 032019 (1-4).
12. Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A., Shlenev D. M., Photon splitting in a strongly magnetized, charge-asymmetric plasma. // EPJ Web Conf. 2016. V. 125, P. 04017 (1-11).

13. Румянцев Д. А., Шленев Д. М., Ярков А. А. Резонансы в комптоноподобных процессах рассеяния во внешней замагниченной среде. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152, № 3. С. 483-494.