

Влияние фотон-нейтринных процессов на остывание магнитара

Д.А. Румянцев*, М.В. Чистяков**

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Россия

Рассмотрено влияние сильно замагниченной плотной плазмы на фотон-нейтринные процессы $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \bar{\nu}$, $\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и $\gamma \gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и впервые получены инвариантные амплитуды реакций $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \bar{\nu}$ и $\gamma \gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$. В частном случае холодной плазмы вычислены вклады рассматриваемых процессов в нейтринную светимость. Показано, что при таких условиях 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.

PACS: 95.30.Cq, 14.70.Bh, 13.15.+g.

*E-mail: rda@uniyar.ac.ru

**E-mail: mch@uniyar.ac.ru

1 Введение

Изолированные нейтронные звезды с магнитными полями, значительно превышающими критическое значение $B_e = m^2/e \simeq 4.41 \times 10^{13}$ Гс¹, называемые также магнитарами, являются одними из самых удивительных образований в нашей Вселенной. Недавние наблюдения [1–4] позволяют, в частности, отождествить некоторые астрофизические объекты (SGR и AXP) с магнитарами. В окрестности таких объектов возможно существование как сильного магнитного поля $10^{14} - 10^{16}$ Гс относительно горячей и плотной электрон-позитронной плазмы [6]. Кроме того, в недрах магнитаров, также как и в обычных нейтронных звездах, по-видимому присутствует сверхплотная материя из электронов, протонов, нейтронов и других, возможно даже экзотических, частиц [8].

Понимание определяющей роли квантовых процессов в динамике магнитаров стало важнейшим стимулом прогресса в астрофизике элементарных частиц – одной из бурно развивающихся физических наук. Особенно важно учитывать воздействие внешнего поля и плазмы на квантовые процессы, где в конечном и начальном состоянии присутствуют электрически нейтральные частицы, такие как фотоны и нейтрино. Воздействие внешнего поля на такие процессы обусловлено как чувствительностью заряженных фермионов (в первую очередь электронов как частиц с наибольшим удельным зарядом) к влиянию поля, так и тем фактом, что сильно замагниченная плазма существенно меняет дисперсионные свойства фотонов, а значит, и их кинематику.

Поскольку в магнитарах при умеренно больших значениях плотности и температуры ($T \lesssim 2$ МэВ, $\rho \lesssim 10^{11}$ г/см³)² замагниченная среда является прозрачной для нейтрино, то определяющую роль в нейтринном охлаждении будут играть процессы, в которых нейтрино-антинейтринная пара находится в конечном состоянии. Наибольший интерес среди таких процессов пред-

¹Используется естественная система единиц $c = \hbar = k = 1$, m – масса электрона. Везде в работе $e > 0$ – элементарный заряд.

²Такие условия могут иметь место, например, во внешней коре молодой нейтронной звезды [9].

ставляют аннигиляция электрон-позитронных пар, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$, фотонейтринный процесс, $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm \nu\bar{\nu}$, конверсия фотона в пару нейтрино-антинейтрино, $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$, а также процесс двухфотонной аннигиляции, $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Древесный процесс с участием e^+e^- пары при различных физических условиях достаточно подробно рассматривался в литературе (см., например, обзор [9] и цитированные там работы). Другой древесный процесс, $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm \nu\bar{\nu}$, детально исследовался в плазме без магнитного поля в относительно недавней работе [10]. Двухвершинный петлевой процесс $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ранее рассматривался в двух предельных случаях сильного магнитного поля без плазмы [11] и в слабо замагниченной плазме (распад плазмона) [12]. Однако детальный анализ и фотонейтринного процесса и процесса конверсии фотона в сильно замагниченной плазме не проводился. Еще один механизм нейтринного охлаждения, который может представлять интерес – трехвершинный петлевой процесс $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Как было отмечено в работе [13] в случае зарядово несимметричной плазмы ($\mu \neq 0$) амплитуда этого процесса будет пропорциональна величине магнитного поля, которое является дополнительным катализирующим фактором.

В настоящей работе рассматриваются процессы нейтринного охлаждения в присутствии сильно замагниченной плазмы с учетом дисперсии и перенормировки волновых функций фотонов, когда величина \sqrt{eB} считается много больше, чем характерные параметры среды: температура (T), химический потенциал (μ) и энергии фотонов и электронов. Более аккуратное соотношение между величиной магнитного поля и параметрами плазмы может быть записано в виде

$$\frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{\pi^2(n_{e^-} - n_{e^+})^2}{eB} + \frac{eBT^2}{12}, \quad (1)$$

где n_{e^-}, n_{e^+} – концентрации электронов и позитронов. В этом случае электроны и позитроны плазмы находятся на основном уровне Ландау. Такие условия могут, в частности, реализовываться в модели вспышки SGR [6, 14], когда горячая ($T \sim 1$ МэВ) плазма, будучи захвачена сильным магнитным

полем, заполняет область размером порядка самой нейтронной звезды или во внешней части коры нейтронной звезды с сильным магнитным полем. В последнем случае концентрация электронов связана с плотностью вещества ρ следующим образом

$$n_{e^-} \simeq \frac{m^3}{2\pi^2} \frac{\rho_6 Z}{A}, \quad \rho_6 = \frac{\rho}{10^6 \text{ г/см}^3}, \quad (2)$$

так, что при $Z = 26$, $A = 56$, полях $B \gtrsim 5 \times 10^{15}$ Гс. и температурах $T < m$, условие (1) выполняется вплоть до значений плотности вещества $\sim 10^{10}$ г/см³.

2 Дисперсионные свойства фотонов в замагниченной плазме

Поскольку мы будем рассматривать процессы в замагниченной вырожденной плазме, то необходимо правильно учитывать влияние среды на фотоны, участвующие в реакции. Это удобно делать в терминах нормальных (собственных) фотонных мод. В свою очередь, поляризационные и дисперсионные свойства нормальных мод напрямую связаны соответственно с собственными векторами $\varepsilon_\alpha^{(\lambda)}(q)$ и собственными значениями поляризационного оператора $\mathcal{P}^{(\lambda)}(q)$. Дисперсионные свойства нормальных мод определяются из анализа решений уравнений дисперсии $q^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q) = 0$ ($\lambda = 1, 2, 3$)³. Их анализ показывает, что только фотоны одной поляризации (мода 2) с поляризационным вектором $\varepsilon_\alpha^{(2)} = (q\tilde{\varphi})_\alpha / \sqrt{q_\parallel^2}$ и собственным значением поляризационного оператора⁴

$$\mathcal{P}^{(2)}(q) \simeq -\frac{2eB\alpha}{\pi} \left[H \left(\frac{q_\parallel^2}{4m^2} \right) + \mathcal{J}(q_\parallel) \right] \quad (3)$$

определяют лидирующие по внешнему полю вклады в нейтринную светимость обусловленную процессами $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm \nu \bar{\nu}$, $\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и $\gamma \gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$. Функции

³Обозначения мод символами $\lambda = 1$ и $\lambda = 2$ соответствуют \parallel и \perp поляризациям в чистом магнитном поле [16] и E - и O -модам в замагниченной плазме [6].

⁴ $q_\parallel^2 = (q\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}q)$, $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = \tilde{F}_{\alpha\beta}/B$ – безразмерный дуальный тензор внешнего магнитного поля.

H и \mathcal{J} соответствуют вкладам в $\mathcal{P}^{(2)}$ от замагниченного вакуума и замагниченной плазмы и могут быть получены из результатов работы [15].

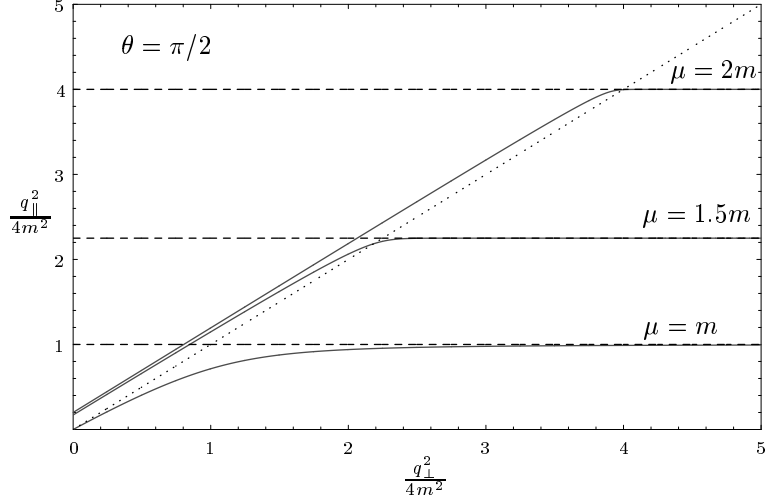


Рис. 1: Закон дисперсии фотона моды 2, распространяющегося поперек магнитного поля при $B/B_e = 200$ в вырожденной ($T = 0$) плазме для различных значений химического потенциала: $\mu = 1$ МэВ – верхняя сплошная кривая, $\mu = 0.75$ МэВ – средняя, $\mu = 0.5$ МэВ – нижняя сплошная кривая. Точками показан вакуумный закон дисперсии, $q^2 = 0$.

На рис. 1 представлен законы дисперсии фотона моды 2 для предельного случая вырожденной ($T = 0$) плазмы. Как можно видеть из рис. 1 в представлении замагниченной плазмы, в противоположность случаю чистого магнитного поля, для фотона моды 2 возможна ситуация, когда в кинематической области $q_{\parallel}^2 \leq 4\mu^2$ этот фотон может иметь положительное значение q^2 . Это связано с появлением в плазме собственных колебаний с частотой ω_{pl} , которая определяется из уравнения $\omega_{pl}^2 - \mathcal{P}^{(2)}(\omega_{pl}, \mathbf{k} = 0) = 0$. Этот факт приводит к изменению кинематики различных фотон-нейтринных процессов. Так в области $q_{\parallel}^2 < 4\mu^2$ становится возможным процесс конверсии фотона на пару нейтрино-антинейтрино, $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$.

Отметим еще одну интересную особенность вырожденной замагниченной плазмы. Как показывает анализ, в области значений импульсов $|q_z| < 2p_F$ плазменный вклад в мнимую часть собственного значения поляризационного оператора (3) становится отрицательным, тогда как аналогичный вклад от магнитного поля остается все время положительным. Этот факт приводит

к смещению порога рождения e^+e^- пар из области $q_{\parallel}^2 \simeq 4m^2$ в область (см. рис. 1)

$$4m^2 \leq q_{\parallel}^2 \leq 2 \left(\mu^2 - p_F |q_z| + \mu \sqrt{(p_F - |q_z|)^2 + m^2} \right), \quad (4)$$

и корневая сингулярность в $\mathcal{P}^{(2)}$ переходит в логарифмическую. Такое поведение дисперсионной кривой в окрестности резонанса напрямую связано с кинематикой рождения пар в замагниченной вырожденной плазме. Действительно, в такой плазме на энергию и импульс электрона мы должны наложить очевидные дополнительные условия $E \geq \mu$ и $|p_z| \geq p_F$ соответственно. Учитывая их в законе сохранения энергии и z - компоненты импульса для процесса $\gamma \rightarrow e^+e^-$, мы вновь придем к результату (4).

3 Нейтринная светимость

Как уже отмечалось ранее, наблюдаемой величиной в астрофизике является потеря энергии из единицы объема звезды в единицу времени обусловленная выходом нейтрино (нейтринная излучательная способность – emissivity). Она может быть определена через S – матричный элемент S_{if} следующим образом

$$Q = \frac{1}{V} \int \prod_i d\Gamma_i f_i \prod_f d\Gamma_f (1 \pm f_f) q_0 \frac{|S_{if}|^2}{\tau}. \quad (5)$$

Здесь, $d\Gamma_i$ ($d\Gamma_f$) – 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.

При вычислении S – матричных элементов процессов $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \bar{\nu}$, $\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ и $\gamma \gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$ мы будем рассматривать случай относительно малых передач импульса по сравнению с массой W - бозона, $|q^2| \ll m_W^2$. Тогда слабое взаимодействие нейтрино с электронами можно описывать в локальном пределе эффективным лагранжианом вида

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma_\alpha(C_V + C_A\gamma_5)e] j_\alpha, \quad (6)$$

где $C_V = \pm 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$, $C_A = \pm 1/2$. Здесь верхний знак соответствует электронному нейтрино ($\nu = \nu_e$), когда в реакции происходит обмен W и Z -бозонами. Нижний знак соответствует μ и τ нейтрино, когда присутствует лишь обмен Z -бозонами; $j_\alpha = \bar{\nu}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu$ – ток левых нейтрино.

Отметим, что при интегрировании по импульсам фотонов в (5) важно учитывать нетривиальный закон дисперсии фотона в сильном магнитном поле, который определяется поляризационным оператором фотона. В нашем случае $T \ll m, \mu$ и, как показывает анализ, интегралы по импульсам фотонов будут, в основном, набирать свою величину в области вблизи плазменной частоты, $\omega_{pl}^2 = (2\alpha eB/\pi)v_F$. Тогда в этой области закон дисперсии для фотона второй моды может быть приближенно записан в виде $\omega^2 = q_\perp^2 + q_z^2 + \omega_{pl}^2$. С учетом приближенного закона дисперсии можно получить простые выражения для нейтринных светимостей за счет процессов $e\gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$, $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ и $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ в двух предельных случаях $\mu \sim m$ и $\mu \gg m$:

1. Процесс $\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$

$$Q_{\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}} \simeq 1.3 \times 10^{19} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{с}} \frac{B}{B_e} \left(\frac{T}{m}\right)^8 \frac{T}{p_F}, \quad \mu \sim m; \quad (7)$$

$$Q_{\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}} \simeq 5.4 \times 10^{17} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{с}} \frac{B}{B_e} \left(\frac{\mu}{m}\right)^5 \left(\frac{T}{\omega_{pl}}\right)^{3/2} \left(\frac{\omega_{pl}}{2\mu} + 1\right) \times \quad (8)$$

$$\times \int_0^1 dx (1-x) \frac{(\omega_{pl}/2\mu)^2 - x^2}{1 - \exp\left[-\frac{\mu}{T}(\omega_{pl}/2\mu - x)\right]}, \quad \mu \gg m.$$

2. Процесс $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$

$$Q_{\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}} \simeq 10^{21} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}} \left(\frac{T}{m}\right)^9 \left(\frac{\omega_{pl}}{T}\right)^4 \left[18.7 + 3.3 \left(\frac{\omega_{pl}}{T}\right)^2\right], \quad \mu \sim m; \quad (9)$$

$$Q_{\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}} \simeq 10^{20} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}} \left(\frac{T}{m}\right)^9 \left(\frac{\omega_{pl}}{T}\right)^{15/2} \left[5.5 + 9.0 \frac{T}{\omega_{pl}}\right] \exp\left(-\frac{\omega_{pl}}{T}\right), \quad (10)$$

$\mu \gg m.$

3. Процесс $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$

$$Q_{\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}} \simeq 5.3 \times 10^{19} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}} \left(\frac{\omega_{pl}}{T}\right)^4 \left(\frac{T}{m}\right)^{11}, \quad \mu \sim m, \quad (11)$$

$$Q_{\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}} \simeq 10^{16} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}} \left(\frac{B}{B_e}\right)^2 \left(\frac{T}{m}\right)^7 \left(\frac{\omega_{pl}}{T}\right)^3 \left(\frac{m}{\mu}\right)^6 \times \quad (12)$$

$$\times \left[2.5 + 2.0 \left(\frac{T}{\omega_{pl}}\right)\right] \exp\left(-\frac{2\omega_{pl}}{T}\right), \quad \mu \gg m.$$

Анализ полученных результатов показывает, что нейтринная светимость за счет процесса $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ сильно подавлена по сравнению со светимостью за счет процессов $\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ и $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ как в случае нерелятивистской, так и в случае релятивистской плазмы в достаточно широком интервале температур ($10^8 \lesssim T \lesssim 3 \times 10^9$ К), плотностей ($10^6 \lesssim \rho \lesssim 10^{10}$ г/см³) и магнитных полей ($B \lesssim 10^{16}$ Гс.) Таким образом, возможное влияние процесса $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ на скорость остывания магнитара оказывается несущественным.

4 Обсуждение

Обсудим полученные результаты. На рис. 2 (a–d) представлены вклады в нейтринную светимость процессов $\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ и $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ в зависимости от плотности вещества во внешней части коры нейтронной звезды для четырех

значений температуры $T = 3 \times 10^9, 10^9, 3 \times 10^8$ и 10^8 К и трех значений индукции магнитного поля $B = 10^{16}, 5 \times 10^{15}$ и 2.2×10^{15} Гс. Кроме того, на рисунках для сравнения представлены нейтринные светимости за счет процессов аннигиляции e^+e^- пар (рис. 2а) и распада плазмона (рис. 2 (а–d))⁵. Из рис. 2 (а–d) видно, что в области малых плотностей $10^6 \lesssim \rho \lesssim 10^8$ г/см³ основной вклад в нейтринную светимость будет давать фотонейтринный процесс, тогда как при плотностях $10^8 \lesssim \rho \lesssim 10^{10}$ г/см³ начинает доминировать процесс конверсии фотона, $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Это обусловлено тем, что в области малых плотностей процесс конверсии кинематически подавлен малостью плазменной частоты (см. формулы (9) и (10)). При плотностях превышающих 10^{10} г/см³ химический потенциал согласно (1) будет больше или порядка \sqrt{eB} , начинают возбуждаться следующие уровни Ландау и полученные формулы становятся неприменимыми.

Если опираться на модель остывания нейтронных звезд, рассмотренную в обзоре [9], нейтринные процессы в коре нейтронной звезды определяют ее охлаждение в начальной стадии эволюции ($t \lesssim 10$ лет). А именно, в период $10^{-2} \lesssim t \lesssim 10$ лет, когда температура упадет ниже 5×10^9 К, в обычной нейтронной звезде с массой $\sim 1.5M$ и магнитным полем $B \lesssim B_e$, доминирующим процессом будет являться распад плазмона. С другой стороны, как видно из рис. 2а и 2b, при достаточно сильных полях ($B \gtrsim 5 \times 10^{15}$ Гс.) и температурах $\sim 10^9$ К нейтринная светимость за счет процессов $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm \nu\bar{\nu}$ и $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ значительно превышает светимость за счет процесса, вычисленную без магнитного поля [9]. Этот факт может изменить поведение кривой охлаждения магнитара в течение первых десяти лет после его образования и, возможно, звезда в этот период будет остывать значительно быстрее. Если же мы хотим все время оставаться в рамках стандартного сценария охлаждения, т.е. когда вклады в нейтринную светимость за счет процессов $\gamma e \rightarrow e \nu\bar{\nu}$ и $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ давали бы тот же порядок, что и распад плазмона⁶, то тогда, либо величина

⁵По данным обзора [9].

⁶Другими словами, режим остывания магнитара в период $t \gtrsim 10^3$ лет был бы таким же, как у обычных нейтронных звезд.

индукции магнитного поля во внешней части коры молодой нейтронной звезды в среднем не должна превышать $B \simeq 5 \times 10^{15}$ Гс, либо модель остывания сильно замагниченной нейтронной звезды нуждается в уточнении. Отметим, что при температурах ниже 10^9 К, как видно из рис. 2с и 2d, ожидать изменения сценария охлаждения за счет модификации замагниченной плазмой фотон-нейтринных процессов не приходится.

Авторы выражают благодарность Н.В. Михееву, А.В. Кузнецову, А.А. Гвоздеву и И.С. Огневу за полезные обсуждения и ценные замечания.

Работа выполнена в рамках тематического плана научных исследований Ярославского университета по заданию Рособразования при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 07-02-00285-а) и Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ РФ (гранты № НШ-497.2008.2 и № МК-732.2008.2).

Список литературы

- [1] C. Kouveliotou *et al.*, Nature **393**, 235 (1998).
- [2] C. Kouveliotou *et al.*, Astrophys. J. **510**, L115 (1999).
- [3] F. P. Gavriil, V. M. Kaspi, P. M. Woods, Nature **419**, 142 (2002).
- [4] A. I. Ibrahim, S. Safi-Harb, J. H. Swank, W. Parke and S. Zane, Astrophys. J. **574**, L51 (2002).
- [5] R.C. Duncan, C. Thompson, Astrophys. J. **392**, L9 (1992).
- [6] C. Thompson, R.C. Duncan, Mon. Not. R. Astron. Soc. **275**, 255 (1995).
- [7] R.C. Duncan, C. Thompson, *Astrophys. J.* **473**, 322 (1996).
- [8] С. Шапиро, С. Тьюколски, *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды*, Мир, Москва (1985), с.1.
- [9] D.G. Yakovlev, A.D. Kaminker, O.Y. Gnedin and P. Haensel, Phys. Rep. **354**, p1 (2001).
- [10] N. Itoh, H. Mutoh, A. Hikita and Y. Kohyama, Astrophys. J. **395**, 622 (1992).
- [11] A.V. Kuznetsov, N.V. Mikheev, *Electroweak Processes in External Electromagnetic Fields* (Springer-Verlag, New York, 2003), p.1.
- [12] M.P. Kennett, D.B. Melrose, Phys. Rev. D **58**, 093011 (1998).
- [13] Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков, ЖЭТФ **128**, 740 (2005).
- [14] Г.С. Бисноватый-Коган, В.М. Чечеткин, УФН, **127**, 263 (1979).
- [15] А.Е. Шабад, Труды ФИАН **192**, 5 (1988).
- [16] S. L. Adler, Ann. Phys. (N.Y.) **67**, 599 (1971).
- [17] M.V. Chistyakov, N.V. Mikheev, Phys.Lett. **B467**, 232 (1999).

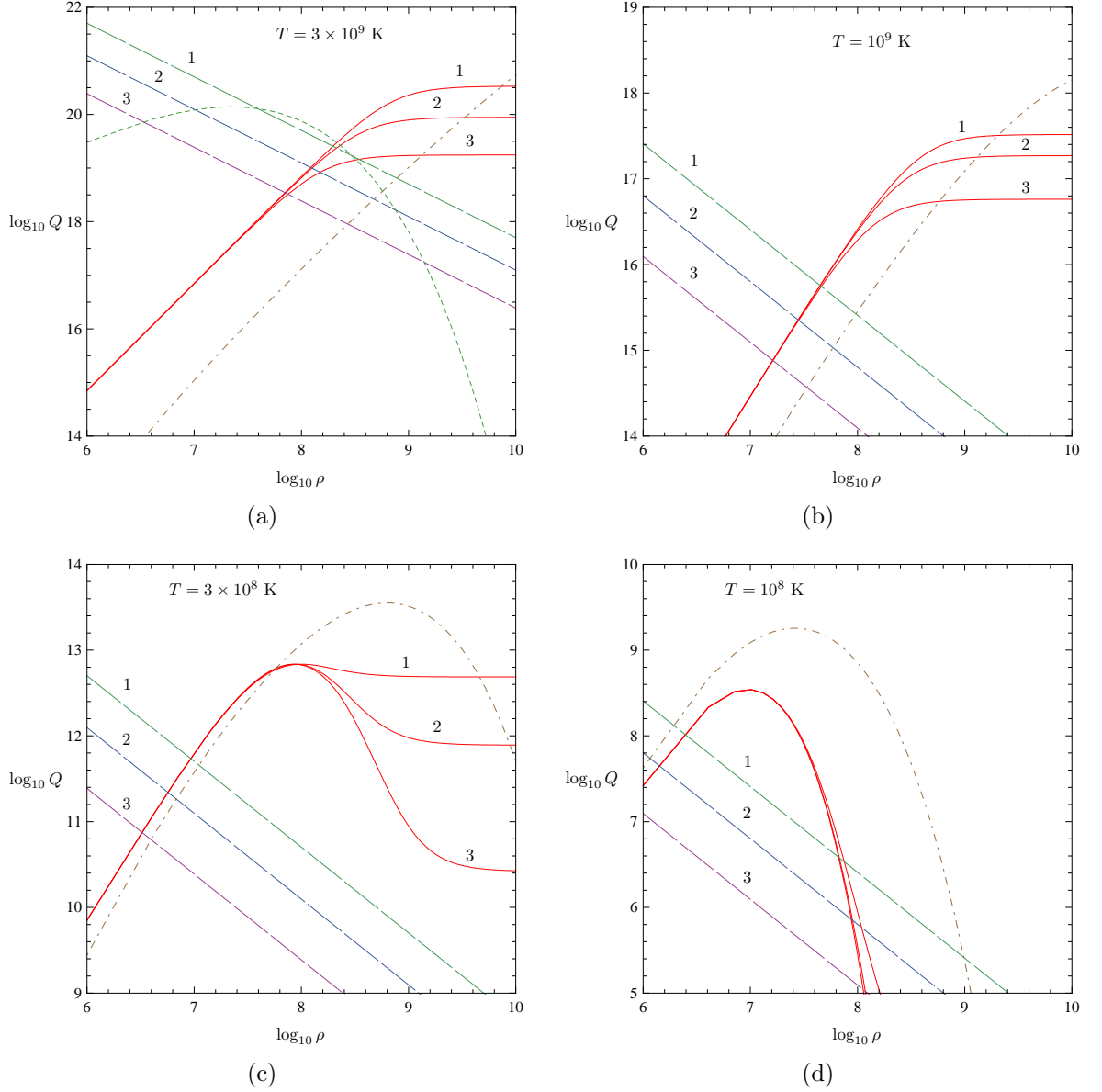


Рис. 2: Зависимость вкладов различных процессов в нейтринную светимость ($\text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{сек}^{-1}$) от плотности вещества ($\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$) в наружном слое замагниченной коры нейтронной звезды при $T = 3 \times 10^9$ К (а), $T = 10^9$ К (б), $T = 3 \times 10^8$ К (с) и $T = 10^8$ К (д). Сплошная линия – процесс $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$, штриховая – фотонейтринный процесс, пунктирная – аннигиляция e^+e^- пар при $B = 0$ [9], штрих-пунктирная – процесс распада плазмона [9]. Цифры 1, 2 и 3 соответствуют различным значениям индукции магнитного поля: 1 – 10^{16} Гс., 2 – 5×10^{15} Гс., 3 – 2.2×10^{15} Гс.