

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЛАЗМОЙ ПЕРЕВОРОТ СПИРАЛЬНОСТИ НЕЙТРИНО В ЯДРЕ СВЕРХНОВОЙ И ОГРАНИЧЕНИЕ НА МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ДИРАКОВСКОГО НЕЙТРИНО

*А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, А. А. Округин**

*Ярославский государственный университет
150000, Ярославль, Россия*

Поступила в редакцию 16 января 2010 г.

Исследован процесс переворота спиральности нейтрино в условиях ядра сверхновой, когда рождающиеся левые нейтрино могут переходить, благодаря взаимодействию их магнитных моментов с электронами и протонами плазмы, в правые нейтрино, стерильные по отношению к слабому взаимодействию. При вычислении вероятности процесса конверсионного рассеяния нейтрино на компонентах плазмы в фотонном пропагаторе учтены эффекты поляризации, обусловленные как электронами, так и протонами. Из условия, что влияние излучения правых нейтрино на масштаб полного времени охлаждения должно быть ограниченным, на основе реалистичных моделей с радиальными распределениями и временной эволюцией физических параметров в ядре сверхновой получены ограничения сверху на усредненный по ароматам и времени магнитный момент нейтрино дираковского типа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ненулевой по величине магнитный момент нейтрино открывает возможности для протекания различных процессов с переворотом спиральности, в которых левоспиральные нейтрино, рожденные внутри звезды, становятся правоспиральными, т. е. стерильными по отношению к слабому взаимодействию, и это может быть важным, например, при учете потерь энергии звездами. В минимально расширенной стандартной модели с массивными нейтрино величина магнитного момента нейтрино была получена в работах [1, 2] в виде

$$\mu_{\nu}^{(SM)} = \frac{3e G_F m_{\nu}}{8\pi^2 \sqrt{2}} = 3.20 \cdot 10^{-19} \left(\frac{m_{\nu}}{1 \text{ эВ}} \right) \mu_B, \quad (1)$$

где G_F — константа взаимодействия Ферми, m_{ν} — масса нейтрино, $\mu_B = e/2m_e$ — магнетон Бора, m_e — масса электрона¹⁾. С учетом известных ограничений на массы нейтрино величина (1) пренебрежимо мала. С другой стороны, нетривиальные расширения

стандартной модели (такие как лево-правая симметрия) могут привести к более значительным величинам магнитного момента нейтрино.

Механизм переворота спиральности нейтрино, $\nu_L \rightarrow \nu_R$, был применен впервые в попытке решить проблему солнечных нейтрино. Были проанализированы два различных сценария. Первый, основанный на вращении магнитного момента нейтрино в магнитном поле звезды, был рассмотрен в работах [3, 4, 5]. Во втором сценарии нейтрино меняют спиральность за счет электромагнитного взаимодействия их магнитного момента с плазмой [6, 7]. Более полный список работ можно найти, например, в [8]. В обоих подходах было показано, что при $\mu_{\nu} < 10^{-10} \mu_B$ эффект слишком мал, чтобы существенно повлиять на решение проблемы солнечных нейтрино.

Еще более сильные ограничения на величину μ_{ν} происходят из физики других звезд. Например, нестандартные нейтринные потери могли бы более существенно проявляться, приводя к задержке возгорания гелия, в ядрах красных гигантов малой массы, где плазма примерно на четыре порядка плотнее, чем в центре Солнца. Соответственно, был получен предел [9, 10]

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

¹⁾ Мы используем естественную систему единиц $c = \hbar = k_B = 1$; $e > 0$ — элементарный заряд.

$$\mu_\nu < 0.3 \cdot 10^{-11} \mu_B. \quad (2)$$

Независимое ограничение на магнитный момент нейтрино было также получено из анализа эволюции ранней Вселенной [11, 12]:

$$\mu_\nu < 6.2 \cdot 10^{-11} \mu_B, \quad (3)$$

где нейтринные столкновения с переворотами спиральности могли бы заметно увеличить число стерильных дираковских компонент в эпоху перед отщеплением нейтрино. Это, в свою очередь, стало бы причиной удвоения эффективного числа термально возбужденных степеней свободы нейтрино и увеличения скорости расширения Вселенной, что привело бы к переизбытку гелия.

Интерес к возможным астрофизическим и космологическим проявлениям магнитного момента нейтрино стимулировал эксперименты по его измерению в лабораторных условиях. Наилучшее ограничение получено в недавнем эксперименте GEMMA по изучению рассеяния антинейтрино на электронах, поставленном на Калининской атомной станции коллаборацией ИТЭФ (Москва) и ОИЯИ (Дубна). Верхняя граница магнитного момента нейтрино составила [13]

$$\mu_\nu < 3.2 \cdot 10^{-11} \mu_B. \quad (4)$$

Этот результат более чем вдвое улучшил предыдущее лабораторное ограничение [14].

Заметным толчком для роста интереса к магнитному моменту нейтрино явилось знаменательное событие взрыва сверхновой SN1987A. Как известно, при взрыве сверхновой гигантские потоки нейтрино по сути определяют энергетику процесса, а это означает, что такая микроскопическая характеристика нейтрино, как магнитный момент, может иметь решающее влияние на макроскопические свойства этих астрофизических событий. Нейтрино левой спиральности, запертые внутри ядра сверхновой во время коллапса, могут перейти в правоспиральные. Этот процесс возможен благодаря взаимодействию магнитного момента дираковского нейтрино с виртуальным плазмоном γ^* , который может как рождаться, так и поглощаться:

$$\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma^*, \quad \nu_L + \gamma^* \rightarrow \nu_R. \quad (5)$$

Эти стерильные нейтрино, покидая ядро, могли бы не оставить достаточно энергии, необходимой для объяснения наблюдаемой нейтринной светимости сверхновой. Отсюда может быть установлена верхняя граница на магнитный момент нейтрино.

Данный вопрос в различных аспектах изучался многими авторами [15–19]. Так, в работе [17] рассматривался переворот спиральности нейтрино за счет процессов рассеяния внутри ядра сверхновой, $\nu_L e^- \rightarrow \nu_R e^-$ и $\nu_L p \rightarrow \nu_R p$, непосредственно после коллапса. Принимая для верхнего предела светимости правых нейтрино величину $L_{\nu_R} \sim 10^{53}$ эрг/с, авторы работы [17] получили ограничение сверху на магнитный момент нейтрино:

$$\mu_\nu < (0.2-0.8) \cdot 10^{-11} \mu_B. \quad (6)$$

Однако в работе [17] не были учтены существенные в данном случае поляризационные эффекты плазмы в фотонном пропагаторе. Вместо этого дисперсия фотона учитывалась феноменологически путем включения специальным образом подобранной термальной массы фотона. Детальное исследование этого вопроса было проведено в работах [20, 21], где был применен формализм термальной теории поля для учета влияния горячей плотной астрофизической плазмы на фотонный пропагатор. Верхняя граница магнитного момента нейтрино оказалась в два раза меньшей [20, 21] по сравнению с результатом работы [17]:

$$\mu_\nu < (0.1-0.4) \cdot 10^{-11} \mu_B. \quad (7)$$

Рассматривая промежуточные результаты аналитических вычислений, представленные в работах [20, 21], можно видеть, что авторами был учтен только вклад электронов плазмы, тогда как вкладом протонной составляющей они пренебрегли. Следует отметить, что в работе [17] электронный и протонный вклады в процесс переворота спиральности нейтрино рассматривались как вклады одного порядка. Необходимо также заметить, что улучшение ограничения (7) по отношению к ограничению (6) было основано отчасти на завышении в два раза объема ядра сверхновой в работах [20, 21] по сравнению с [17], в то время как плотность была взята той же величины, $\rho_c \approx 8 \cdot 10^{14}$ г/см³. Это значит, что масса ядра в работах [20, 21] оказалась порядка $3M_\odot$ (M_\odot — масса Солнца), что примерно в два раза больше массы остатка сверхновой, считающейся типичной.

Детальный анализ процессов (5) с конверсией спиральности нейтрино, обусловленных взаимодействием как с электронами, так и с протонами плазмы через виртуальный плазмон, и с учетом поляризационных эффектов плазмы на фотонный пропагатор, был осуществлен в работе [22]. В частности, вклад протонной компоненты плазмы оказался не только существенным, но даже доминирующим.

Однако все предыдущие исследования [15–22] были основаны на очень упрощенных моделях ядра сверхновой как однородного шара с некоторыми усредненными величинами физических параметров. Более того, величины параметров выглядят, по современным представлениям, скорее завышенными, чем типичными.

Цель данной статьи — провести оценку магнитного момента дираковского нейтрино на основе ограничения на вклад излучения нейтрино ν_R в светимость ядра сверхновой более надежным, чем в предыдущих работах, образом, используя радиальные распределения и временную эволюцию физических параметров из нескольких более реалистичных моделей ядра сверхновой.

Мы рассматриваем только дираковские нейтрино, поскольку в этом случае взаимодействие магнитного момента нейтрино (и диагональных, и недиагональных составляющих) с фотонами переводит активные левые нейтрино в правые, которые стерильны по отношению к слабому взаимодействию. Случай майорановских нейтрино в данном аспекте не представляет интереса, поскольку рождающиеся правые антинейтринные состояния при этом не стерильны.

В разд. 2 проведено вычисление амплитуды процесса переворота спиральности за счет рассеяния на компонентах плазмы. Получено общее выражение для вероятности рождения правых нейтрино с фиксированной энергией. В разд. 3 оценивается светимость ядра по отношению к излучению нейтрино ν_R и получено ограничение сверху на магнитный момент нейтрино с учетом радиальных распределений и временной эволюции физических параметров.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ

2.1. Амплитуда переворота спиральности нейтрино

Переворот спиральности нейтрино происходит при его рассеянии через промежуточный фотон (плазмон) на электромагнитном токе компонент плазмы — электронов, $\nu_L e^- \rightarrow \nu_R e^-$, протонов, $\nu_L p \rightarrow \nu_R p$, и т. д. Полный лагранжиан процесса состоит из двух частей. Первая описывает взаимодействие нейтрино, имеющего магнитный момент, с фотонами, а вторая часть — взаимодействие плазмы с фотонами:

$$\mathcal{L} = -\frac{i}{2} \sum_{i,j} \mu_\nu^{ij} (\bar{\nu}_j \sigma_{\alpha\beta} \nu_i) F^{\alpha\beta} - e J_\alpha A^\alpha, \quad (8)$$

где $\sigma_{\alpha\beta} = (1/2)(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)$, $\gamma_\alpha, \gamma_\beta$ — гамма-матрицы Дирака, $F^{\alpha\beta}$ — тензор электромагнитного поля фотона, $J_\alpha = -(\bar{e}\gamma_\alpha e) + (\bar{p}\gamma_\alpha p) + \dots$ — электромагнитный ток в общем случае, образованный различными компонентами среды, т. е. свободными электронами и позитронами, протонами, свободными ионами и т. д., A^α — 4-потенциал электромагнитного поля фотонов. Магнитный момент нейтрино в общем случае представляет собой матрицу $\mu_{\nu_i \nu_j} \equiv \mu_\nu^{ij}$, содержащую как диагональные, так и переходные магнитные моменты, где ν_i, ν_j — состояния нейтрино с определенной массой. Нейтринные состояния ν_ℓ с определенными ароматами ℓ , рождающиеся в слабых процессах, являются суперпозициями состояний ν_i :

$$\nu_\ell = \sum_i U_{\ell i}^* \nu_i, \quad (9)$$

где $U_{\ell i}$ — унитарная матрица лептонного смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты. Далее для простоты будем рассматривать диагональный магнитный момент нейтрино μ_ν . Расширение на общий случай матрицы магнитных моментов μ_ν^{ij} не представляет сложности и состоит в том, что величина магнитного момента во всех последующих выражениях должна рассматриваться как эффективное значение. Например, для процессов с начальными электронными нейтрино под μ_ν следует понимать величину

$$\mu_\nu \rightarrow \mu_{\nu_e} \equiv \left(\sum_i \left| \sum_j \mu_\nu^{ij} U_{ej} \right|^2 \right)^{1/2}, \quad (10)$$

и подобную ей для начальных мюонного и тау-нейтрино.

Процесс переворота спиральности нейтрино при рассеянии на компонентах плазмы описывается фейнмановской диаграммой, изображенной на рис. 1.

Техника вычисления вероятности переворота спиральности нейтрино вполне стандартна. Инвариантная амплитуда рассеяния нейтрино на k -й компоненте плазмы может быть записана в форме

$$\mathcal{M}^{(k)} = -ie \mu_\nu j_{(\nu)}^\alpha G_{\alpha\beta}(Q) J_{(k)}^\beta, \quad (11)$$

где $j_{(\nu)}^\alpha$ — фурье-образ тока магнитного момента нейтрино,

$$j_{(\nu)}^\alpha = [\bar{\nu}_R(p') \sigma^{\mu\alpha} \nu_L(p)] Q_\mu,$$

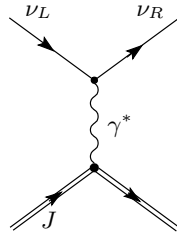


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для переворота спиральности нейтрино при рассеянии через промежуточный плазмон γ^* на электромагнитном токе плазмы J

$J_{(k)}^\beta$ — фурье-образ k -ой компоненты электромагнитного тока плазмы, $Q = (q_0, \mathbf{q})$ — передаваемый 4-импульс. Единственная принципиальная особенность — использование фотонного пропагатора $G_{\alpha\beta}(Q)$ с учетом поляризационных эффектов плазмы. Мы применяем прямой способ учета этих эффектов путем суммирования диаграмм Фейнмана для рассеяния фотона вперед на частицах плазмы. Это суммирование ведет к уравнению Дайсона, и в результате для пропагатора плазмона в области, где поляризационный оператор фотона является вещественным, получаем

$$G_{\alpha\beta}(Q) = \frac{i\rho_{\alpha\beta}(t)}{Q^2 - \Pi_t} + \frac{i\rho_{\alpha\beta}(\ell)}{Q^2 - \Pi_\ell}, \quad (12)$$

где $\Pi_{t,\ell}$ — собственные значения тензора поляризации фотонов $\Pi_{\alpha\beta}$ для поперечного и продольного плазмонов,

$$\Pi_{\alpha\beta} = -\Pi_t \rho_{\alpha\beta}(t) - \Pi_\ell \rho_{\alpha\beta}(\ell), \quad (13)$$

$\rho_{\alpha\beta}(t, \ell)$ — соответствующие матрицы плотности:

$$\rho_{\alpha\beta}(t) = -\left(g_{\alpha\beta} - \frac{Q_\alpha Q_\beta}{Q^2} - \frac{L_\alpha L_\beta}{L^2}\right), \quad (14)$$

$$\rho_{\alpha\beta}(\ell) = -\frac{L_\alpha L_\beta}{L^2}, \quad (15)$$

$$L_\alpha = Q_\alpha(uQ) - u_\alpha Q^2, \quad (16)$$

u_α — 4-вектор скорости плазмы. Матрицы плотности $\rho_{\alpha\beta}(\lambda)$ с $\lambda = t, \ell$ обладают свойствами проекционных операторов:

$$\rho_{\alpha\mu}(\lambda)\rho_\beta^\mu(\lambda') = -\delta_{\lambda\lambda'}\rho_{\alpha\beta}(\lambda). \quad (17)$$

В области, где собственные значения $\Pi_{t,\ell}$ тензора поляризации фотонов приобретают мнимые части, запишем их в виде

$$\Pi_\lambda = R_\lambda + iI_\lambda, \quad (18)$$

где R_λ и I_λ — действительная и мнимая части, содержащие вклады всех компонент активной среды. Для извлечения мнимых частей $I_{t,\ell}$ достаточно провести аналитическое продолжение $q_0 \rightarrow q_0 + i\epsilon$, соответствующее запаздывающему поляризационному оператору. Вклады отдельных компонент плазмы (электронов, протонов и т. д.) суммируются:

$$R_{t,\ell} = R_{t,\ell}^{(e)} + R_{t,\ell}^{(p)} + \dots, \quad I_{t,\ell} = I_{t,\ell}^{(e)} + I_{t,\ell}^{(p)} + \dots \quad (19)$$

2.2. Собственные значения тензора поляризации фотона в плазме

Основной вклад в процесс переворота спиральности нейтрино в ядре сверхновой дает рассеяние на электронах и протонах плазмы. Действительные и мнимые части протонного вклада в собственные значения тензора поляризации фотонов можно извлечь из работы [23], пренебрегая вкладом антипротонов, в следующем виде:

$$R_t^{(p)} = \frac{4\alpha}{\pi} \int_0^\infty \frac{dP P^2}{\mathcal{E} \{ \exp[(\mathcal{E} - \eta_p)/T] + 1 \}} \times \left(x^2 + \frac{x(1-x^2)}{2v} \ln \left| \frac{x+v}{x-v} \right| \right), \quad (20)$$

$$I_t^{(p)} = -2\alpha x(1-x^2) \int_{P_{min}}^\infty \frac{dP P}{\exp[(\mathcal{E} - \eta_p)/T] + 1}, \quad (21)$$

$$R_\ell^{(p)} = \frac{4\alpha}{\pi} (1-x^2) \int_0^\infty \frac{dP P^2}{\mathcal{E} \{ \exp[(\mathcal{E} - \eta_p)/T] + 1 \}} \times \left(1 + \frac{1-x^2}{v^2-x^2} - \frac{x}{v} \ln \left| \frac{x+v}{x-v} \right| \right), \quad (22)$$

$$I_\ell^{(p)} = -2I_t^{(p)} + 2\alpha m_p^2 x \left[\exp \left(\frac{m_p}{T\sqrt{1-x^2}} - \frac{\eta_p}{T} \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (23)$$

где η_p — химический потенциал протонов, T — температура, $v = P/\mathcal{E}$, $\mathcal{E} = \sqrt{P^2 + m_p^2}$, P и \mathcal{E} — энергия и импульс протона, m_p — эффективная масса протона в плазме, зависящая от концентрации протонов N_p [24, с. 152], α — постоянная тонкой структуры, $P_{min} = m_p|x|/\sqrt{1-x^2}$. Здесь мы ввели безразмерный параметр $x = q_0/q$, для которого в рассматриваемом канале рассеяния имеем $|x| < 1$.

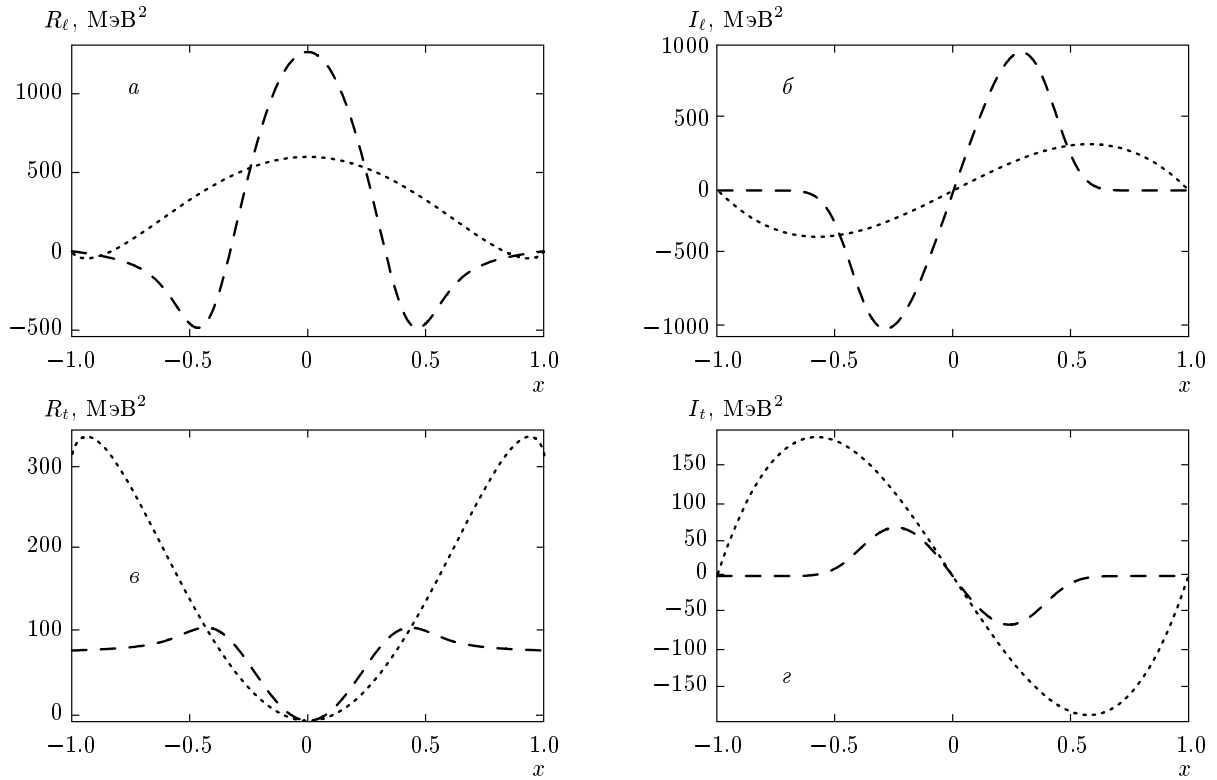


Рис. 2. Вклады электронов (пунктирные линии) и вклады протонов (штриховые линии) для действительной (а) и мнимой (б) частей Π_ℓ , а также для действительной (е) и мнимой (з) частей Π_t

Химический потенциал протонов η_p может быть определен из условия электронейтральности плазмы, которое можно, пренебрегая вкладом ионов (см. ниже), записать в виде

$$N_p \approx N_e \approx \frac{\eta_e^3}{3\pi^2} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{dP P^2}{\exp[(\mathcal{E} - \eta_p)/T] + 1}. \quad (24)$$

Численный анализ уравнения (24) показывает, что разность $\eta_p - m_p$ (так называемый нерелятивистский химический потенциал протонов) положительна при температурах $T \approx 30-60$ МэВ, причем того же порядка величины, что и температура. Таким образом, в условиях ядра сверхновой как приближение вырожденного ферми-газа, так и приближение классического бoльцмановского газа, вообще говоря, мало применимы для протонов. Однако мы проверили прямым вычислением, что наблюдаемые величины, вычисленные в разд. 3, такие, как светимость (55), оказываются малочувствительными по отношению к выбору приближения для распределения протонов.

В условиях ядра сверхновой можно с хорошей точностью рассматривать электронную фрак-

цию как плотную релятивистскую вырожденную плазму ($\eta_e \gg T \gg m_e$). Действительно, по современным представлениям, в ядре сверхновой химический потенциал электронов достигает значений 200–250 МэВ, в то время как температура 20–25 МэВ. При этих условиях вещественная и мнимая части (19) электронных вкладов в функции поляризации фотона могут быть получены из формул (20)–(23) заменой $\eta_p \rightarrow \eta_e$, $m_p \rightarrow m_e$ и предельным переходом $m_e \rightarrow 0$, $T \rightarrow 0$, в виде

$$R_t^{(e)} = m_\gamma^2 \left(x^2 + \frac{x(1-x^2)}{2} \ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right| \right), \quad (25)$$

$$I_t^{(e)} = -\frac{\pi}{2} m_\gamma^2 x (1-x^2), \quad (26)$$

$$R_\ell^{(e)} = 2 m_\gamma^2 (1-x^2) \left(1 - \frac{x}{2} \ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right| \right), \quad (27)$$

$$I_\ell^{(e)} = \pi m_\gamma^2 x (1-x^2), \quad (28)$$

где m_γ — так называемая термальнная масса фотона

$$m_\gamma^2 \approx \frac{2\alpha}{\pi} \eta_e^2. \quad (29)$$

На рис. 2 представлены для иллюстрации элек-

тронный и протонный вклады в собственные значения $\Pi_{\ell,t}$ для продольных и поперечных плазмонов при температуре $T = 25$ МэВ и химическом потенциале электронов $\eta_e = 250$ МэВ. Важность учета протонного вклада очевидна.

Вместе с электронами и протонами в плазме также может присутствовать в общем случае и некоторая доля Y_i свободных ионов с зарядом eZ_i , концентрацией n_i и массой m_i . Эта доля может с хорошей точностью считаться классическим газом Больцмана. Действительная и мнимая части соответствующих поляризационных функций для продольного плазмона имеют вид

$$R_\ell^{(i)} = 4\pi\alpha \frac{Z_i^2 n_i}{T} \left[1 - \phi\left(\frac{x}{x_0}\right) \right],$$

$$I_\ell^{(i)} = 8\pi^{3/2} \alpha Z_i^2 n_i \frac{1}{x_0 q} \operatorname{sh}\left(\frac{q_0}{2T}\right) \times$$

$$\times \exp\left(\frac{q^2}{8m_i T}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{x_0^2}\right), \quad (30)$$

где $x_0 = \sqrt{2T/m_i}$ и введена функция

$$\phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} |y|^3 \int_0^\infty u \ln \left| \frac{1+u}{1-u} \right| \exp(-y^2 u^2) du. \quad (31)$$

Как видно из уравнения (30), функция $I_\ell^{(i)}$ может заметно отличаться от нуля только в узком интервале значений переменной $x = q_0/q$, а именно, $x \lesssim x_0 \sim \sqrt{T/m_i} \ll 1$.

С другой стороны, функции $R_t^{(i)}$ и $I_t^{(i)}$ для поперечного плазмона имеют порядок величины $\alpha Z_i^2 n_i / m_i$, так что они подавлены большой массой иона в знаменателе. Поэтому существенным может быть только вклад рассеяния нейтрино на свободных ионах через продольный плазмон ($\lambda = \ell$).

Вклад ионов (30) будет входить в любые наблюдаемые характеристики со множителем $Z_i^2 Y_i$, и он пренебрежимо мал в условиях ядра сверхновой в силу малости Y_i . Однако он может быть существенным в оболочке ядра сверхновой, которая, как предполагается, может быть насыщена металлами группы железа.

2.3. Вероятность рождения правых нейтрино

Физический интерес представляет величина, определяющая вероятность $\Gamma_{\nu_R}(E')$ рождения правого нейтрино с фиксированной энергией E' , просуммированная по всем состояниям начальных левых нейтрино. Эта функция может быть получена интегрированием квадрата амплитуды (11)

по состояниям начальных левых нейтрино и по состояниям начальных и конечных частиц плазмы, образующих электромагнитный ток $J_{(k)}^\beta$:

$$\Gamma_{\nu_R}(E') = \frac{1}{16(2\pi)^5 E'} \int \sum_k \sum_{s,s'} |\mathcal{M}^{(k)}|^2 \times$$

$$\times \delta^{(4)}(p' + \mathcal{P}' - p - \mathcal{P}) \frac{d\mathbf{P}}{\mathcal{E}} f_k(\mathcal{E}) \times$$

$$\times \frac{d\mathbf{P}'}{\mathcal{E}'} [1 \mp f_k(\mathcal{E}')] \frac{d\mathbf{p}}{E} f_\nu(E). \quad (32)$$

Здесь $p = (E, \mathbf{p})$ и $p' = (E', \mathbf{p}')$ — 4-импульсы начального и конечного нейтрино, $\mathcal{P} = (\mathcal{E}, \mathbf{P})$ и $\mathcal{P}' = (\mathcal{E}', \mathbf{P}')$ — 4-импульсы начальной и конечной частиц плазмы; $\sum_{s,s'}$ означает суммирование по спинам этих частиц, индекс $k = e, p, i, \dots$ соответствует типу частиц плазмы (электроны, протоны, свободные ионы и т. д.) с функцией распределения $f_k(\mathcal{E})$, которая может быть как фермионной (верхний знак в выражении в квадратных скобках), так и бозонной (нижний знак); $f_\nu(E) = \{\exp[(E - \eta_\nu)/T] + 1\}^{-1}$ — функция распределения Ферми–Дирака для начальных левых нейтрино в системе покоя плазмы, η_ν — химический потенциал нейтрино, $\delta^{(4)}$ — 4-мерная дельта-функция.

В уравнении (32) удобно перейти от интегрирования по начальному импульсу нейтрино \mathbf{p} к интегрированию по импульсу виртуального плазмона $p - p' = Q = (q_0, \mathbf{q})$, $|\mathbf{q}| \equiv q$. Такой переход определяется соотношением

$$\frac{d\mathbf{p}}{E} f_\nu(E) = \frac{2\pi}{E'} q dq d\theta \theta(-Q^2) \times$$

$$\times \theta(2E' + q_0 - q) f_\nu(E' + q_0),$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. Подставляя квадрат амплитуды (11) в уравнение (32), получаем

$$\Gamma_{\nu_R}(E') = \frac{\mu_\nu^2}{8\pi^2 E'^2} \int_{-E'}^\infty dq_0 \int_{|q_0|}^{2E'+q_0} q dq f_\nu(E'+q_0) \times$$

$$\times j_{(\nu)}^\alpha j_{(\nu)}^{\alpha'*} \sum_{\lambda,\lambda'} \frac{\rho_{\alpha\beta}(\lambda) \rho_{\alpha'\beta'}(\lambda')}{(Q^2 - \Pi_\lambda)(Q^2 - \Pi_{\lambda'})} T^{\beta\beta'}, \quad (33)$$

где введен тензорный интеграл

$$T^{\alpha\beta} = \frac{e^2}{32\pi^2} \sum_k \sum_{s,s'} \int J_{(k)}^\alpha J_{(k)}^{\beta*} d\Phi, \quad (34)$$

$$d\Phi = \frac{d\mathbf{P} d\mathbf{P}'}{\mathcal{E} \mathcal{E}'} f_k(\mathcal{P}) [1 \mp f_k(\mathcal{P}')] \delta^{(4)}(\mathcal{P}' - \mathcal{P} - Q).$$

Вычисление тензора $T^{\alpha\beta}$ удобно провести, используя его ковариантные свойства, для чего необходимо записать функцию распределения $f_k(\mathcal{P})$ в произвольной системе отсчета:

$$f_k(\mathcal{P}) = \left[\exp\left(\frac{\mathcal{P} \cdot u - \eta}{T}\right) \pm 1 \right]^{-1}, \quad (35)$$

где u_α — 4-вектор скорости плазмы. Этот вектор, а также 4-вектор Q_α являются «строительным материалом» для формирования тензора $T^{\alpha\beta}$. Поскольку электромагнитный ток $J_{(k)}^\alpha$ является вещественным, тензор $T^{\alpha\beta}$ симметричен. Кроме того, он ортогонален 4-вектору Q_α в силу сохранения электромагнитного тока. Легко видеть, что существуют только две независимые структуры, обладающие такими свойствами — это матрицы плотности (14) и (15). Таким образом, можно записать

$$T^{\alpha\beta} = \mathcal{A}^{(t)} \rho_{\alpha\beta}(t) + \mathcal{A}^{(\ell)} \rho_{\alpha\beta}(\ell). \quad (36)$$

В силу ортогональности тензоров $\rho_{\alpha\beta}(t)$ и $\rho_{\alpha\beta}(\ell)$, см. (17), получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(t)} &= \frac{1}{2} T^{\alpha\beta} \rho_{\alpha\beta}(t) = \\ &= \frac{e^2}{64\pi^2} \rho_{\alpha\beta}(t) \sum_k \sum_{s,s'} \int J_{(k)}^\alpha J_{(k)}^{\beta*} d\Phi, \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(\ell)} &= T^{\alpha\beta} \rho_{\alpha\beta}(\ell) = \\ &= \frac{e^2}{32\pi^2} \rho_{\alpha\beta}(\ell) \sum_k \sum_{s,s'} \int J_{(k)}^\alpha J_{(k)}^{\beta*} d\Phi. \end{aligned} \quad (38)$$

Можно показать, что именно интегралы (37) и (38) определяют вероятности поглощения (при $q_0 > 0$) и рождения (при $q_0 < 0$) плазмона частицами плазмы. Действительно, рассмотрим для определенности вероятность поглощения поперечного плазмона частицами плазмы, образующими электромагнитный ток $J_{(k)}^\beta$. Амплитуда процесса имеет вид

$$\mathcal{M}^{(k)}(t) = -e\varepsilon_\alpha(t) J_{(k)}^\alpha, \quad (39)$$

где $\varepsilon_\alpha(t)$ — единичный 4-вектор поляризации. Проводя стандартные вычисления, для вероятности поглощения плазмона всеми компонентами плазмы находим

$$\Gamma_{(t)}^{abs} = \frac{1}{32\pi^2 q_0} \frac{1}{2} \sum_\tau \sum_k \sum_{s,s'} \int |\mathcal{M}^{(k)}(t)|^2 d\Phi, \quad (40)$$

где суммирование ведется по всем k типам частиц плазмы и по поляризациям всех частиц, участвующих в процессе, индекс $\tau = 1, 2$ нумерует поляризации плазмона, индексы s, s' введены для спиновых состояний частиц плазмы.

Подставляя амплитуду (39) в (40),

$$\Gamma_{(t)}^{abs} = \frac{e^2}{64\pi^2 q_0} \rho_{\alpha\beta}(t) \sum_k \sum_{s,s'} \int J_{(k)}^\alpha J_{(k)}^{\beta*} d\Phi, \quad (41)$$

где

$$\rho_{\alpha\beta}(t) = \sum_{\tau=1}^2 \varepsilon_\alpha^\tau(t) \varepsilon_\beta^\tau(t),$$

и сравнивая полученное выражение с (37), можно найти величину

$$\mathcal{A}^{(t)} = q_0 \Gamma_{(t)}^{abs}. \quad (42)$$

Применяя известное соотношение [25] между вероятностью поглощения поперечного плазмона и мнимой частью I_t собственного значения Π_t тензора поляризации фотона $\Pi_{\alpha\beta}$,

$$I_t(q_0) = -q_0 [1 - \exp(-q_0/T)] \Gamma_{(t)}^{abs}, \quad (43)$$

выразим величину $\mathcal{A}^{(t)}$ через I_t :

$$\mathcal{A}^{(t)} = -\frac{I_t}{1 - \exp(-q_0/T)} = -I_t [1 + f_\gamma(q_0)], \quad (44)$$

где $f_\gamma(q_0) = [\exp(q_0/T) - 1]^{-1}$ — функция распределения Бозе–Эйнштейна для фотонов. Это соотношение, полученное в случае $q_0 > 0$, также верно для случая $q_0 < 0$, который соответствует рождению поперечного плазмона с энергией $\omega = -q_0 > 0$. Здесь необходимо применить связь между мнимой частью I_t и вероятностью $\Gamma_{(t)}^{cr}$ рождения поперечного плазмона:

$$I_t(\omega) = -\omega [\exp(\omega/T) - 1] \Gamma_{(t)}^{cr}. \quad (45)$$

Также важна нечетность функции I_t ,

$$I_t(-q_0) = -I_t(q_0), \quad (46)$$

и эта особенность происходит от свойств запаздывающего поляризационного оператора.

Легко проверить, что соотношение (44) справедливо также для продольного плазмона. Необходимо помнить, что $\rho_{\alpha\beta}(\ell) = -\varepsilon_\alpha(\ell) \varepsilon_\beta(\ell)$ и

$$I_\ell(q_0) = q_0 [1 - \exp(-q_0/T)] \Gamma_{(t)}^{abs}. \quad (47)$$

Окончательно получаем тензор $T^{\alpha\beta}$ в виде

$$T^{\alpha\beta} = [-I_t \rho^{\alpha\beta}(t) - I_\ell \rho^{\alpha\beta}(\ell)] [1 + f_\gamma(q_0)]. \quad (48)$$

Подставляя (48) в (33), используя ортогональность тензоров $\rho_{\alpha\beta}(t)$ и $\rho_{\alpha\beta}(\ell)$ (17) и учитывая выражения для сверток нейтринного тока с этими тензорами,

$$j_{(\nu)}^{\alpha} j_{(\nu)}^{\beta*} \rho_{\alpha\beta}(t) = Q^4 \left[\frac{(2E' + q_0)^2}{q^2} - 1 \right],$$

$$j_{(\nu)}^{\alpha} j_{(\nu)}^{\beta*} \rho_{\alpha\beta}(\ell) = -Q^4 \frac{(2E' + q_0)^2}{q^2},$$

для вероятности рождения правых нейтрино в итоге получаем

$$\Gamma_{\nu_R}(E') = \frac{\mu_{\nu}^2}{16 \pi^2 E'^2} \int_{-E'}^{\infty} dq_0 \int_{|q_0|}^{2E'+q_0} q^3 dq \times$$

$$\times f_{\nu}(E' + q_0) (2E' + q_0)^2 \left(1 - \frac{q_0^2}{q^2} \right)^2 \times$$

$$\times [1 + f_{\gamma}(q_0)] \left[\left(1 - \frac{q^2}{(2E' + q_0)^2} \right) \varrho_t - \varrho_{\ell} \right]. \quad (49)$$

Здесь введены спектральные плотности плазмона

$$\varrho_{\lambda} = -\frac{2I_{\lambda}}{(Q^2 - R_{\lambda})^2 + I_{\lambda}^2}, \quad (50)$$

которые определяются собственными значениями (18) тензора поляризации фотонов (13).

Формула (49) представляет наш основной результат. Заметим, что она находится в согласии, с точностью до обозначений, с вероятностью, полученной в работе [12] из анализа запаздывающего собственнo-энергетического оператора нейтрино правой спиральности. Однако, извлекая из нашего общего выражения только вклад электронов, мы имеем результат, который больше в два раза, чем соответствующее выражение, полученное в работах [20, 21]. Можно видеть, что в этих работах ошибка содержится непосредственно в первой формуле, определяющей вероятность рождения правых нейтрино.

Наша формула (49), полученная для процесса взаимодействия нейтрино с виртуальными фотонами, фактически имеет более общий смысл и может быть использована для нейтрино-фотонных процессов в любой оптически активной среде. Необходимо только определить функции спектральной плотности фотонов ϱ_{λ} . Например, в среде, где $I_t \rightarrow 0$ в пространственно-подобной области $Q^2 < 0$, что соответствует величинам коэффициента преломления $n > 1$, функция спектральной плотности переходит в δ -функцию, и мы можем воспроизвести результат работы [26], посвященной исследованию так называемого нейтринного черенковского излучения, когда нейтрино в среде излучает поперечный фотон.

2.4. Вклады компонент плазмы в процессы рассеяния нейтрино

Как было отмечено выше, анализ процессов переворота спиральности нейтрино проводится с учетом рассеяния нейтрино на различных компонентах плазмы: электронах, протонах, свободных ионах и т. д. Поскольку эти процессы некогерентны и вероятности различных каналов складываются, имеет смысл рассматривать отдельный вклад рассеяния нейтрино на электронах в вероятность рождения правых нейтрино. Это означает, что нужно учесть только электронный вклад в функцию I_{λ} , находящуюся в числителе уравнения (50). Необходимо отметить, однако, что функции R_{λ} и I_{λ} в знаменателе уравнения (50) при этом будут содержать вклады всех компонент плазмы. Здесь наш результат для рассеяния нейтрино на электронах отличается от результата работ [20, 21], где не только в числителе, но и в знаменателе выражения для спектральных плотностей плазмона был учтен лишь электронный вклад, что некорректно.

Как видно из анализа, проведенного в разд. 2.2, электронный и протонный вклады в мнимые части I_{λ} собственных значений Π_{λ} тензора поляризации фотонов имеют одинаковый порядок величины и одного знака как при $\lambda = t$, так и при $\lambda = \ell$, см. рис. 2б и 2г. Это обстоятельство само по себе должно вести к уменьшению вклада электронов в функцию $\Gamma_{\nu_R}(E')$. С другой стороны, из рис. 2а видно, что электронный и протонный вклады в действительную часть R_{ℓ} собственного значения Π_{ℓ} одного порядка величины, но имеют противоположные знаки в области, где мнимая часть электронного вклада в числителе уравнения (50) относительно велика. В результате вклад рассеяния нейтрино на электронах в вероятность рождения нейтрино правой спиральности, полученный нами, оказывается близким к результату работ [20, 21] за исключением упомянутого выше множителя 2.

Подобным же образом можно исследовать вклад в вероятность рождения правых нейтрино от рассеяния нейтрино на протонах. В этом случае следует брать только протонный вклад в функции I_{λ} (21), (23) в числителе уравнения (50).

Результаты нашего численного анализа отдельных вкладов рассеяния нейтрино на электронах и протонах, а также полной вероятности рождения нейтрино ν_R при характерных условиях ядра сверхновой представлены на рис. 3.

Приведенная на графике обезразмеренная ширина $\mathcal{R}(E')$ определяется выражением

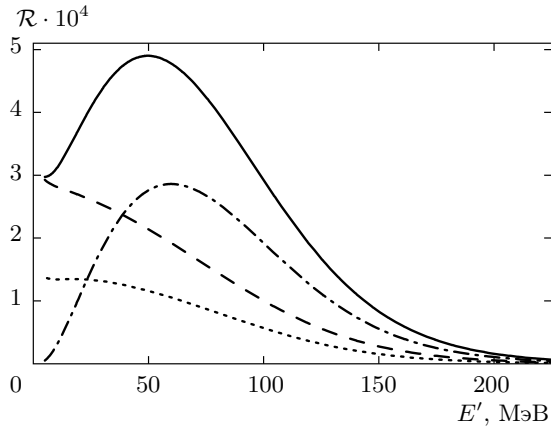


Рис. 3. Вклады от электронов (штриховая линия) и протонов (штрихпунктирная линия) в безразмерную ширину $\mathcal{R}(E')$ рождения правого нейтрино и полная ширина (сплошная линия) для температуры плазмы $T = 25$ МэВ и химических потенциалов электронов $\eta_e = 250$ МэВ и нейтрино $\eta_{\nu_e} = 100$ МэВ. Пунктирной линией изображен результат работы [21]

$$\Gamma_{\nu_R}(E') = \mu_\nu^2 \eta_e^3 \mathcal{R}(E'). \quad (51)$$

Для сравнения результат работы [21] также изображен на рис. 3, иллюстрирующем сильное занижение вероятности переворота спиральности нейтрино, допущенное этими авторами.

Мы также рассмотрели вклад рассеяния нейтрино на свободных ионах в вероятность рождения нейтрино ν_R . Необходимо отметить, что в этом случае основной вклад в вероятность рождения ν_R дают продольные виртуальные плазмоны. Как видно из уравнений (30), функция $I_\ell^{(i)}$ отлична от нуля только в узкой области Δx переменной $x = q_0/q$, а именно, $\Delta x \sim \sqrt{T/m_i} \ll 1$. Это дает возможность провести вычисление ионного вклада в вероятность рождения нейтрино ν_R аналитически и получить соотношение

$$\Delta \Gamma_{\nu_R}^{(i)}(E') = \mu_\nu^2 \alpha Z_i^2 n_i f_\nu(E') \times \left(\ln \frac{4E'^2 + m_D^2}{m_D^2} - \frac{4E'^2}{4E'^2 + m_D^2} \right), \quad (52)$$

где m_D имеет смысл обратного радиуса экранирования Дебая, $m_D^2 = \sum_k R_\ell^{(k)}(q_0 = 0)$, где суммирование проводится по всем компонентам плазмы. Интересно заметить, что уравнение (52), полученное в приближении тяжелых ионов, достаточно удовлетворительно описывает вклад протонов.

При помощи полученной функции $\Gamma_{\nu_R}(E')$ можно вычислить полное число правых нейтрино, излу-

ченных в расчете на 1 МэВ шкалы энергий, за единицу времени из единичного объема, т. е. спектр энергий правоспиральных нейтрино:

$$\frac{dn_{\nu_R}}{dE'} = \frac{E'^2}{2\pi^2} \Gamma_{\nu_R}(E'). \quad (53)$$

Спектр энергий (53) правых нейтрино может быть использован для исследования возможных механизмов переноса энергии этими нейтрино во внешние слои оболочки сверхновой. Например, возможен процесс обратной конверсии части правых нейтрино в левые с их последующим поглощением. Именно эти процессы были предложены Даром [27] и затем исследованы в работах [28–31] в качестве одного из предполагаемых механизмов стимулирования затухающей ударной волны при взрыве сверхновой.

3. ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО

Полученные выше формулы могут быть использованы для установления ограничения сверху на магнитный момент нейтрино путем сравнения светимости ядра сверхновой, вычисленной из спектра энергии (53) правых нейтрино, со светимостью $L_{\nu_L} \sim 10^{52} - 10^{53}$ эрг/с левых нейтрино [24, 32].

В следующих подразделах мы проводим более надежную оценку магнитного момента нейтрино, чем это делалось ранее, с учетом радиальных распределений и эволюции физических параметров во времени из реалистичных моделей ядра сверхновой. Верхние ограничения получены на комбинацию эффективных магнитных моментов электронного, мюонного и тау-нейтрино. Основой для данных ограничений является условие достаточно малого влияния испускания правых нейтрино в течение 1–2 с после коллапса на последующую стадию взрыва сверхновой, так называемую стадию Кельвина–Гельмгольца. Модели рассматриваются в обратном хронологическом порядке.

3.1. Модель коллапса сверхновой с O–Ne–Mg-ядром

В настоящее время существует несколько групп астрофизиков, занимающихся моделированием взрыва сверхновой. По нашему запросу нам были любезно предоставлены Х.-Т. Янкой (Гархинг, Германия) еще не опубликованные результаты [33] недавнего моделирования коллапса кислородно-неоново-магниевого ядра сверхновой. Данная модель Янки с соавторами является продолжением

модельных расчетов, описанных в работах [34, 35]. Результат успешного взрыва для данной модели был недавно независимо подтвержден группой моделирования сверхновых, работающей в университетах Аризоны и Принстона (США) [36, 37], пришедшей к аналогичным выводам.

Следует подчеркнуть, что данная модель коллапса O–Ne–Mg-ядра (для начальной массы звезды $8.8M_{\odot}$) неприменима напрямую к сверхновой SN1987A, масса которой перед коллапсом оценивается на уровне $(15\text{--}20)M_{\odot}$, и, согласно общей теории эволюции звезд, предсверхновая SN1987A имела коллапсирующее ядро, состоящее из элементов вплоть до железа. Однако, как будет видно из дальнейшего, полученное в данной модели ограничение на магнитный момент нейтрино оказывается близким к ограничениям, получаемым из анализа других моделей с коллапсом Fe-ядра.

Для наших целей следует записать уравнение для спектральной плотности светимости ядра сверхновой за счет правых нейтрино, где необходимо проинтегрировать по объему области, испускающей нейтрино, для получения спектральной плотности светимости ядра сверхновой через правые нейтрино:

$$\frac{dL_{\nu_R}}{dE'} = \int dV \frac{E'^3}{2\pi^2} \Gamma_{\nu_R}(E'). \quad (54)$$

Для иллюстрации на рис. 4 приведен указанный спектр светимости для химического потенциала электронов $\eta_e = 250$ МэВ и для нескольких значений температуры плазмы.

Используя здесь величины, определенные в уравнениях (49) и (50) и в соответствующих формулах из разд. 2.2 данной статьи, мы учитываем их зависимость от радиуса R и времени t . Полный набор распределений параметров [33], использованных в наших оценках, включает профили плотности ρ , температуры T , доли электронов Y_e , долей электронных нейтрино Y_{ν_e} , электронных антинейтрино $Y_{\bar{\nu}_e}$ и долей Y_{ν_x} для остальных типов нейтрино и антинейтрино ($\nu_x = \nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$), которые считаются идентичными. Временная эволюция распределений параметров была рассчитана [33] в интервале примерно до 2 с после коллапса. Для иллюстрации на рис. 5 представлены радиальные распределения внутри ядра сверхновой от 0 до 20 км в момент времени $t = 1.0$ с после коллапса для температуры [33], химических потенциалов электронов η_e и электронных нейтрино η_{ν_e} (вычисленных на основе данных [33]) и для нерелятивистского химического потенциала протонов $\eta_p^* = \eta_p - m_N$, определяющего вырожденность протонов (вычисление основано на данных [33] с ис-

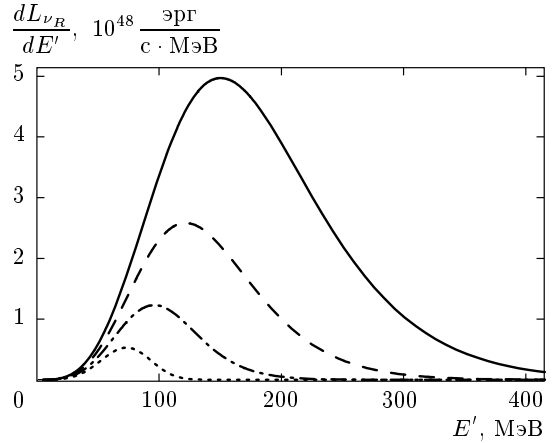


Рис. 4. Энергетические распределения светимости правых нейтрино для значений температуры плазмы $T = 35$ МэВ (сплошная линия), $T = 25$ МэВ (штриховая линия), $T = 15$ МэВ (штрихпунктирная линия), $T = 5$ МэВ (пунктирная линия) и магнитного момента нейтрино $\mu_{\nu} = 3 \cdot 10^{-13} \mu_B$

пользованием эффективной нуклонной массы m_N в плазме [24, с. 152].

Для анализа вклада излучения правых нейтрино в полную потерю энергии сверхновой мы также используем временную эволюцию полной светимости всех типов левых нейтрино [33], представленную на рис. 6.

Интегрируя выражение (54) по энергии нейтрино, получаем временную эволюцию светимости правых нейтрино:

$$L_{\nu_R}(t) = \frac{1}{2\pi^2} \int dV \int_0^{\infty} dE' E'^3 \Gamma_{\nu_R}(E'). \quad (55)$$

Правые нейтрино — это новый охлаждающий агент, который должен конкурировать с потерями энергии через активные типы нейтрино, для того чтобы значительно повлиять на темп охлаждения звездного ядра. Таким образом, наблюдавшаяся длительность нейтринного сигнала от сверхновой SN1987A указывает, что дополнительные потери энергии через правые нейтрино должны быть ограничены сверху, по меньшей мере, значением потерь через левые нейтрино,

$$L_{\nu_R} < L_{\nu_L}. \quad (56)$$

Будем полагать, что к рассматриваемой модели коллапса O–Ne–Mg-ядра эта оценка также применима. Во временном интервале до 2 с после коллапса получаем из выражений (55), (56) зависящее от време-

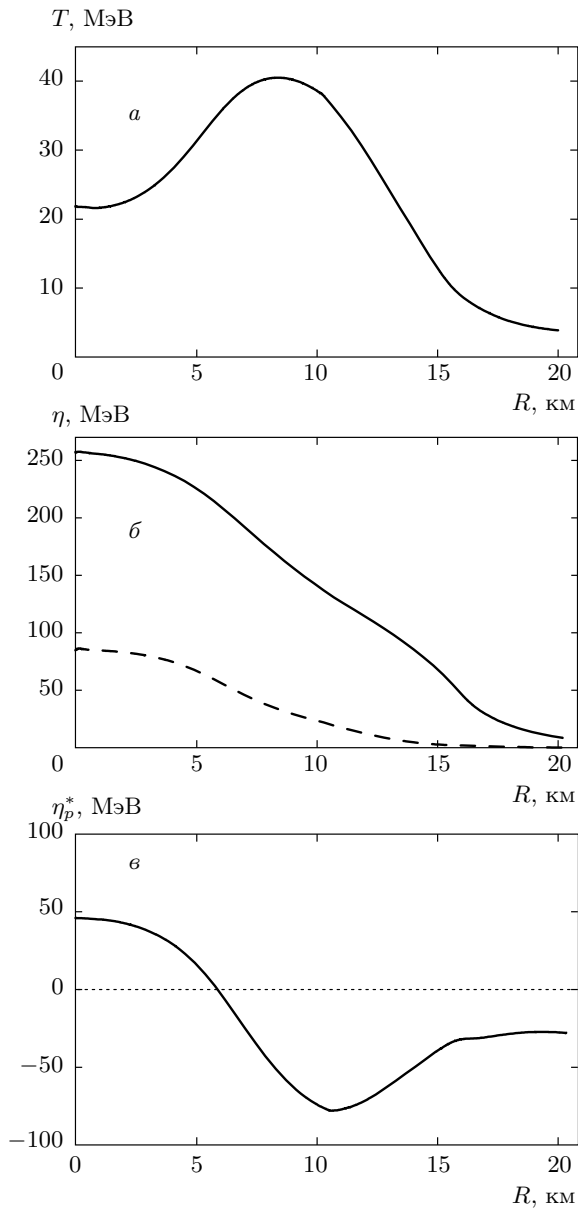


Рис. 5. Радиальные распределения температуры (а) [33], химических потенциалов электронов (б, сплошная линия), электронных нейтрино (б, штриховая линия) и нерелятивистского химического потенциала протонов $\eta_p^* = \eta_p - m_N$ (в) внутри ядра сверхновой в момент времени $t = 1.0$ с после коллапса

ни верхнее ограничение на комбинацию эффективных магнитных моментов электронного, мюонного и тау-нейтрино. Если предположить для простоты, что эти эффективные магнитные моменты равны, получим эволюцию во времени ограничения сверху на некоторый усредненный по ароматам магнитный момент $\bar{\mu}_\nu$ нейтрино. Эта зависимость показана на рис. 7, где $\bar{\mu}_{12} = (\bar{\mu}_\nu / \mu_B) \cdot 10^{12}$.

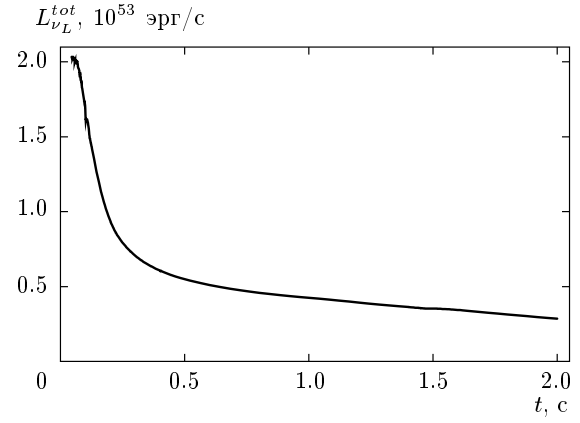


Рис. 6. Временная эволюция полной светимости нейтрино всех активных типов [33]

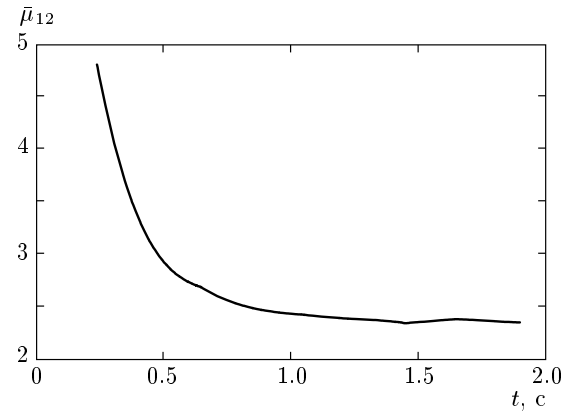


Рис. 7. Временная эволюция верхнего ограничения на магнитный момент нейтрино в интервале времени до 2 с после коллапса с использованием данных модели [33] (в предположении, что эффективные магнитные моменты электронного, мюонного и тау-нейтрино равны)

Как видно из рис. 7, усредненная верхняя граница стремится к определенной величине, дающей предел

$$\bar{\mu}_\nu < 2.4 \cdot 10^{-12} \mu_B. \quad (57)$$

В общем случае комбинированное ограничение на эффективные магнитные моменты электронного, мюонного и тау-нейтрино имеет вид

$$\left[\mu_{\nu_e}^2 + 0.71 (\mu_{\nu_\mu}^2 + \mu_{\nu_\tau}^2) \right]^{1/2} < 3.7 \cdot 10^{-12} \mu_B, \quad (58)$$

где эффективные магнитные моменты определяются согласно выражению (10). Этот предел менее строгий, чем ограничение, полученное в рамках модели однородного шара для ядра сверхновой [22], но он, разумеется, является более достоверным. Кроме того, оно устанавливает ограничение сверху на эффективные магнитные моменты мюонного и тау-нейтрино.

3.2. Ранние модели взрыва сверхновой

Подобная процедура оценки была осуществлена нами с использованием данных модели [38] для двумерного гидродинамического моделирования коллапса ядра сверхновой при массе звезды $15M_{\odot}$. Радиальные распределения параметров в моменты времени $t = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ с после коллапса в модели s15Gio_32.a были взяты из рис. 40 работы [38]. Кроме того, доля электронных нейтрино оценивалась как $Y_{\nu_e} \approx (1/5)Y_e$. При вычислении светимости правых нейтрино с такими параметрами и использовании ограничения (56), где полная светимость L_{ν_L} за счет активных типов нейтрино в данной модели может быть взята из рис. 42 работы [38], получаем, что верхнее ограничение на усредненный по ароматам магнитный момент $\bar{\mu}_{\nu}$ нейтрино также меняется со временем, как и в предыдущем случае. Усредненная по времени верхняя граница для $\bar{\mu}_{\nu}$, соответствующая интервалу 0.4–0.8 с, равна

$$\bar{\mu}_{\nu} < 2.7 \cdot 10^{-12} \mu_B \quad (59)$$

и близка к пределу (57).

В работе [39] была исследована термальная и химическая эволюции на протяжении стадии Кельвина–Гельмгольца рождения нейтронной звезды. Используя данные, представленные на рис. 9 и 14 работы [39], мы получили усредненную по времени верхнюю границу для $\bar{\mu}_{\nu}$ в интервале времени 1–10 с эволюции после коллапса в форме

$$\bar{\mu}_{\nu} < 1.2 \cdot 10^{-12} \mu_B. \quad (60)$$

Мы также использовали результаты работы [40], в которой представлены численные модельные расчеты нейтринного охлаждения недавно сформировавшейся, обогащенной лептонами нейтронной звезды. На основе данных, представленных на рис. 3–9 модели SBH (горячей звезды с относительно малой барионной массой) [40], мы оценили усредненное по времени ограничение сверху на $\bar{\mu}_{\nu}$ для интервала 0.5–5 с после коллапса в виде

$$\bar{\mu}_{\nu} < 1.1 \cdot 10^{-12} \mu_B. \quad (61)$$

Суммируя все полученные нами оценки (57), (59), (60), (61), видим, что верхнее ограничение на усредненный по ароматам и по времени магнитный момент нейтрино на стадии Кельвина–Гельмгольца взрыва сверхновой может быть представлено в форме

$$\bar{\mu}_{\nu} < (1.1-2.7) \cdot 10^{-12} \mu_B \quad (62)$$

в зависимости от модели взрыва.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено детальное исследование процесса переворота спиральности дираковского нейтрино в условиях ядра сверхновой, при которых рождающиеся левые нейтрино за счет взаимодействия их магнитных моментов с электронами и протонами плазмы могут конвертироваться в стерильные по отношению к слабому взаимодействию правые нейтрино. В ходе вычисления вероятности процесса конверсионного рассеяния нейтрино на компонентах плазмы были учтены эффекты поляризации в фотонном пропагаторе, которые обусловлены вкладами как электронов, так и протонов. Вычислены вероятность $\Gamma_{\nu_R}(E')$ рождения правых нейтрино с фиксированной энергией E' , спектр энергий и светимость. Вместо модели однородного шара для ядра сверхновой, которая использовалась в предыдущих исследованиях, были рассмотрены более реалистичные модели с радиальными распределениями и временной эволюцией физических параметров в ядре сверхновой. Были получены зависящие от модели взрыва пределы сверху на усредненный по ароматам и времени магнитный момент нейтрино дираковского типа при условии, что влияние излучения правых нейтрино на масштаб полного времени охлаждения ограничено (см. неравенство (56)),

$$\bar{\mu}_{\nu} < (1.1-2.7) \cdot 10^{-12} \mu_B. \quad (63)$$

Авторы выражают благодарность Хансу-Томасу Янке (Hans-Thomas Janka), Лоренцу Хюдеполу (Lozentz Huedepohl) и Бернарду Мюллеру (Bernard Müller), предоставившим нам подробные данные по радиальным распределениям и эволюции во времени физических параметров в ядре сверхновой, полученные в их модели взрыва сверхновой и остывания протонейтронной звезды. Мы признательны В. А. Рубакову, Г. Раффельту и О. Лычковскому за полезные замечания.

Исследование проведено в рамках реализации Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (Госконтракт № П2323), при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ по программе «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.1.1/510).

ЛИТЕРАТУРА

1. B. W. Lee and R. E. Shrock, *Phys. Rev. D* **16**, 1444 (1977).
2. K. Fujikawa and R. E. Shrock, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 963 (1980).
3. A. Cisneros, *Astrophys. Space Sci.* **10**, 87 (1971).
4. М. Б. Волошин, М. И. Высоцкий, Л. Б. Окунь, *ЯФ* **44**, 677 (1986).
5. М. Б. Волошин, М. И. Высоцкий, Л. Б. Окунь, *ЖЭТФ* **91**, 754 (1986); **92**, 368 (erratum) (1987).
6. R. B. Clark and R. D. Pedigo, *Phys. Rev. D* **8**, 2261 (1973).
7. M. Radomski, *Phys. Rev. D* **12**, 2208 (1975).
8. G. G. Raffelt, *Phys. Rep.* **320**, 319 (1999).
9. G. G. Raffelt, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2856 (1990).
10. G. G. Raffelt, *Astrophys. J.* **365**, 559 (1990).
11. M. Fukugita and S. Yazaki, *Phys. Rev. D* **36**, 3817 (1987).
12. P. Elmfors, K. Enqvist, G. Raffelt et al., *Nucl. Phys. B* **503**, 3 (1997).
13. A. G. Beda, E. V. Demidova, A. S. Starostin et al., arXiv:0906.1926.
14. C. Amsler, M. Doser, M. Antonelli et al. (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **667**, 1 (2008).
15. I. Goldman, Y. Aharonov, G. Alexander et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1789 (1988).
16. J. M. Lattimer and J. Cooperstein, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 23 (1988).
17. R. Barbieri and R. N. Mohapatra, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 27 (1988).
18. D. Nötzold, *Phys. Rev. D* **38**, 1658 (1988).
19. A. Goyal, S. Dutta, and S. R. Choudhury, *Phys. Lett. B* **346**, 312 (1995).
20. A. Ayala, J. C. D'Olivo, and M. Torres, *Phys. Rev. D* **59**, 111901 (1999).
21. A. Ayala, J. C. D'Olivo, and M. Torres, *Nucl. Phys. B* **564**, 204 (2000).
22. A. V. Kuznetsov and N. V. Mikheev, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11**, 031 (2007).
23. E. Braaten and D. Segel, *Phys. Rev. D* **48**, 1478 (1993).
24. G. G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, Univ. Chicago Press, Chicago (1996).
25. H. A. Weldon, *Phys. Rev. D* **28**, 2007 (1983).
26. W. Grimus and H. Neufeld, *Phys. Lett. B* **315**, 129 (1993).
27. A. Dar, Princeton, Inst. Advanced Study Preprint-87-0178 (1987).
28. M. B. Voloshin, *Phys. Lett. B* **209**, 360 (1988).
29. Л. Б. Окунь, *ЯФ* **48**, 1519 (1988).
30. С. И. Блинников, Л. Б. Окунь, *Письма в Астрон. ж.* **14**, 867 (1988).
31. А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, А. А. Округин, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 115 (2009).
32. H.-Th. Janka, K. Langanke, A. Marek et al., *Phys. Rep.* **442**, 38 (2007).
33. H.-Th. Janka, L. Hüdepohl, and B. Müller, Unpublished results (private communication).
34. F. S. Kitaura, H.-Th. Janka, and W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* **450**, 345 (2006).
35. H.-Th. Janka, B. Müller, F. S. Kitaura et al., *Astron. Astrophys.* **485**, 199 (2008).
36. L. Dessart, A. Burrows, C. D. Ott et al., *Astrophys. J.* **644**, 1063 (2006).
37. A. Burrows, L. Dessart, C. D. Ott et al., *Phys. Rep.* **442**, 23 (2007).
38. R. Buras, M. Rampp, H.-Th. Janka et al., *Astron. Astrophys.* **447**, 1049 (2006).
39. J. A. Pons, S. Reddy, and M. Prakash, *Astrophys. J.* **513**, 780 (1999).
40. W. Keil and H.-Th. Janka, *Astron. Astrophys.* **296**, 145 (1995).