

# Магнитный момент дираковского нейтрино и динамика взрыва сверхновой

А. В. Кузнецов<sup>1)</sup>, Н. В. Михеев, А. А. Округин

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, 150000 Ярославль, Россия

Поступила в редакцию 26 августа 2008 г.

После переработки 22 октября 2008 г.

Проанализирован процесс двукратной конверсии спиральности нейтрино,  $\nu_L \rightarrow \nu_R \rightarrow \nu_L$ , в условиях сверхновой, где первая стадия реализуется за счет взаимодействия магнитного момента нейтрино с электронами и протонами плазмы в ядре сверхновой, а вторая стадия возникает за счет резонансного переворота спина нейтрино в магнитном поле оболочки. Показано, что при наличии у нейтрино магнитного момента в интервале  $10^{-13} \mu_B < \mu_\nu < 10^{-12} \mu_B$  и при условии, что в области между нейтриносферой и зоной стагнации ударной волны существует магнитное поле масштаба  $\sim 10^{13}$  Гс, за характерное время стагнации ударной волны в эту область может инжектироваться дополнительная энергия порядка  $10^{51}$  эрг, достаточная для реализации взрыва сверхновой.

PACS: 13.15.+g, 14.60.St, 97.60.Bw

При численном моделировании взрыва сверхновой возникают две основные проблемы [1–5]. Во-первых, еще недостаточно разработан механизм стимулирования затухающей ударной волны, без которого взрыв, по-видимому, не может состояться. Напомним, что основной причиной затухания ударной волны является потеря энергии на диссоциацию ядер. Вторая проблема состоит в том, что даже в случае “успешного” теоретического взрыва сверхновой энерговыделение оказывается существенно меньше наблюдаемой кинетической энергии оболочки  $\sim 10^{51}$  эрг, что известно как проблема FOE (ten to the Fifti One Ergs). Считается наиболее естественным, что для согласованного описания динамики взрыва необходимо, чтобы исходящий из центральной части сверхновой нейтринный поток за счет какого-либо механизма передавал оболочке энергию масштаба  $\sim 10^{51}$  эрг.

Одним из возможных способов решения указанных проблем является механизм, предложенный Даром [6] и основанный на предположении о существовании у нейтрино не слишком малого магнитного момента. Левые нейтрино электронного типа  $\nu_e$ , рождающиеся в большом количестве в коллапсирующем ядре сверхновой, частично превращаются в правые нейтрино за счет взаимодействия магнитного момента нейтрино с электронами и протонами плазмы. В свою очередь правые нейтрино, стерильные относительно слабого взаимодействия, свободно покидают центральную часть сверхновой, если магнитный мо-

мент нейтрино не слишком велик,  $\mu_\nu < 10^{-11} \mu_B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора. Часть этих нейтрино может снова превратиться в левые за счет взаимодействия магнитного момента нейтрино с магнитным полем в оболочке сверхновой. По существующим представлениям величина магнитного поля может достигать здесь масштаба критического значения  $B_e = m_e^2/e \simeq 4.41 \cdot 10^{13}$  Гс<sup>2)</sup> и даже превышать его [7–9]. Вновь рождающиеся левые нейтрино, поглощаясь в ходе бета-процессов,  $\nu_e n \rightarrow e^- p$ , могут передавать оболочке сверхновой дополнительную энергию.

В настоящее время, по моему мнению, появились основания для более детального рассмотрения механизма двукратной конверсии спиральности нейтрино. В недавней работе [10] мы показали, что в предыдущих статьях на данную тему оценки для потока и светимости правых нейтрино из центральной части сверхновой были существенно занижены. Здесь мы проводим новый анализ процесса  $\nu_L \rightarrow \nu_R \rightarrow \nu_L$  в условиях сверхновой и возможности стимулирования затухающей ударной волны.

Процесс переворота спина нейтрино  $\nu_L \rightarrow \nu_R$  в физических условиях, соответствующих центральной части сверхновой, исследовался в целом ряде работ, см., например [11–13], более подробный список см. в [10]. Процесс возможен за счет взаимодействия магнитного момента дираковского нейтрино с виртуальным плазмоном, который может как рождаться, так и поглощаться:

<sup>2)</sup>Мы используем естественную систему единиц  $c = \hbar = 1$ ,  $e > 0$  – элементарный заряд.

<sup>1)</sup>e-mail: avkuzn@uniyar.ac.ru

$$\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma^*, \quad \nu_L + \gamma^* \rightarrow \nu_R. \quad (1)$$

В работе [11] переверот спина нейтрино описывался через процессы рассеяния на электронах и протонах плазмы,  $\nu_L e^- \rightarrow \nu_R e^-$  и  $\nu_L p \rightarrow \nu_R p$ , в ядре сверхновой непосредственно после коллапса. Однако в этой работе не были рассмотрены существенные эффекты поляризационного влияния плазмы на фотонный пропагатор. Вместо этого был проведен феноменологический учет дисперсии фотона путем введения в пропагатор так называемой термической массы фотона. Более последовательно указанные эффекты были рассмотрены в работах [12, 13], где в рамках формализма термальной теории поля влияние плотной астрофизической плазмы на фотонный пропагатор было учтено. Однако анализ работ [12, 13] показал, что в них рассматривалась только электронная компонента плазмы, а именно, только канал рассеяния  $\nu_L e^- \rightarrow \nu_R e^-$  и только электронный вклад в фотонный пропагатор, протонная же компонента плазмы была полностью упущена. Это выглядит тем более странным в связи с тем, что в работе [11] вклады электронов и протонов плазмы в процесс переверота спина нейтрино оказались одного порядка.

Последовательный анализ процессов (1), где конверсия спиральности нейтрино происходит за счет взаимодействия через виртуальный плазмон как с электронами, так и протонами плазмы, а также с учетом влияния поляризационных эффектов плазмы на фотонный пропагатор был проведен в работе [10]. Численный анализ показал, в частности, что вклад протонной составляющей плазмы является не только существенным, но даже доминирующим. В результате из данных по сверхновой SN1987A была установлена новая астрофизическая граница на магнитный момент электронного нейтрино:

$$\mu_\nu < (0.7 - 1.5) \cdot 10^{-12} \mu_B, \quad (2)$$

что улучшило имевшееся ранее ограничение на фактор 2.

В работе [10], в частности, была вычислена функция  $\Gamma_{\nu_R}(E)$ , определяющая спектр энергий правых нейтрино. Другими словами, эта функция определяет количество правых нейтрино, излучаемых на 1 МэВ спектра энергии нейтрино за единицу времени из единицы объема центральной части сверхновой:

$$\frac{dn_{\nu_R}}{dE} = \frac{E^2}{2\pi^2} \Gamma_{\nu_R}(E). \quad (3)$$

Функция  $\Gamma_{\nu_R}(E)$  определяет также спектральную плотность энергетической светимости ядра сверхновой через правые нейтрино:

$$\frac{dL_{\nu_R}}{dE} = V \frac{dn_{\nu_R}}{dE} E = V \frac{E^3}{2\pi^2} \Gamma_{\nu_R}(E), \quad (4)$$

где  $V$  – объем области, излучающей нейтрино.

Функция  $dL_{\nu_R}/dE$ , вычисленная в работе [10], изображена на рис.1 для значения магнитного момента

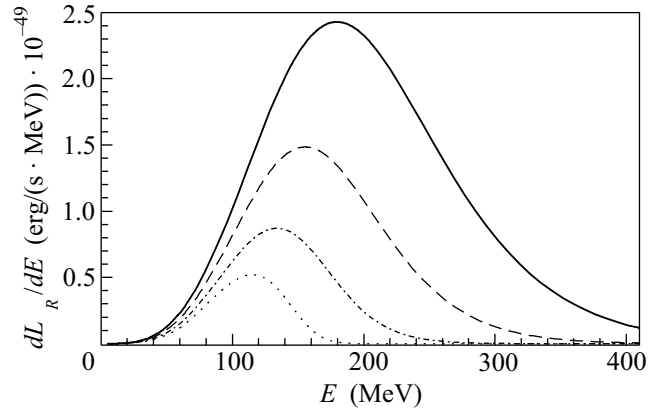


Рис.1. Энергетические распределения светимости правых нейтрино для значений температуры плазмы  $T = 35$  МэВ (сплошная линия),  $T = 25$  МэВ (штриховая линия),  $T = 15$  МэВ (штрих-пунктирная линия),  $T = 5$  МэВ (пунктирная линия) и магнитного момента нейтрино  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-13} \mu_B$

нейтрино  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-13} \mu_B$ . Эта величина, с одной стороны, достаточно мала, чтобы не исказить динамику сверхновой, а с другой стороны, она оказывается достаточной, чтобы обеспечить требуемый уровень светимости. В соответствии с существующими моделями взрыва сверхновой, см., например, [14], рис.11, значительная часть вещества ядра сверхновой находится при достаточно высоких температурах. Так, согласно модели [15], типичными значениями температур можно считать интервал 20–30 МэВ, модель [16] допускает еще большие значения температур. На рис.1 энергетические распределения светимости правых нейтрино построены для температур  $T = 35, 25, 15, 5$  МэВ, при значениях химических потенциалов электронов  $\bar{\mu}_e \simeq 300$  МэВ и нейтрино  $\bar{\mu}_{\nu_e} \simeq 160$  МэВ, для объема излучающей нейтрино области  $V \simeq 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^3$ .

Для того чтобы полная энергия, уносимая правыми нейтрино из центральной части сверхновой за время порядка 0.2 с, имела масштаб  $10^{51}$  эрг, интегральная светимость правых нейтрино должна составлять

$$L_{\nu_R} \simeq 4 \cdot 10^{51} \text{ эрг/с}. \quad (5)$$

Анализ показывает, что такая светимость может быть обеспечена за счет обсуждаемого механизма конверсии спиральности нейтрино при значениях

магнитного момента нейтрино, не превышающих полученного в работе [10] уточненного верхнего предела (2). В таблице для иллюстрации приведены величины магнитного момента нейтрино, при которых для каждого из перечисленных выше значений температуры достигается уровень светимости (5).

**Значения магнитного момента нейтрино, обеспечивающие светимость (5)**

$T$ (МэВ)	$\mu_\nu / 10^{-12} \mu_B$
35	0.29
25	0.42
15	0.64
5	0.97

Если бы энергия правых нейтрино конвертировалась в энергию левых нейтрино, например, за счет хорошо известного механизма спиновых осцилляций, тогда за типичное время стагнации ударной волны порядка нескольких десятых долей секунды в оболочку сверхновой инжектировалась бы дополнительная энергия порядка  $10^{51}$  эрг.

Как отмечено выше, в предыдущих исследованиях эффект сильного доминирования рассеяния нейтрино на протонах над рассеянием на электронах не был замечен. Таким образом, было существенно занижено возможное число рождающихся правых нейтрино при коллапсе центральной части сверхновой.

В то же время, доминирование рассеяния нейтрино на протонах над рассеянием на электронах плазмы отнюдь не выглядит очевидным. В связи с этим, на наш взгляд, является весьма целесообразной наглядная иллюстрация такого доминирования с использованием анализа упрощенной ситуации. Сравнение типичных значений параметров ядра сверхновой, где температура  $T \simeq 30$  МэВ, химические потенциалы электронов  $\bar{\mu}_e \simeq 300$  МэВ и нейтрино  $\bar{\mu}_{\nu_e} \simeq 160$  МэВ, показывает, что температура является здесь наименьшим физическим параметром. В этих условиях предельный случай полностью вырожденной плазмы,  $T = 0$ , как представляется, должен давать разумную оценку. Замечательно то, что в пределе нулевой температуры вклады в вероятность рождения правых нейтрино  $\nu_R$  от рассеяния нейтрино на электронах и на протонах плазмы удастся вычислить аналитически, используя формулы (20), (21) и соответствующие формулы из Приложения А работы [10]. Для вклада ультрарелятивистских электронов получаем простое выражение:

$$\Gamma_{\nu_R}^{(e)}(E) = \frac{\mu_\nu^2 m_\gamma^2}{2\pi} (\bar{\mu}_\nu - E) \theta(\bar{\mu}_\nu - E), \quad (6)$$

где  $E$  – энергия рождающегося правого нейтрино,  $m_\gamma^2 = 2\alpha \bar{\mu}_e^2/\pi$  – квадрат массы поперечного плазмона,  $\bar{\mu}_\nu$  – химический потенциал нейтрино.

Аналитическое выражение для вклада протонов оказывается несколько более громоздким, так как зависит от дополнительного параметра – массы протона. Условие электронейтральности плазмы при  $T = 0$  принимает вид  $n_p = n_{e^-}$ , откуда следует равенство импульсов Ферми электронов и протонов,  $k_F^{(e)} = k_F^{(p)}$ . Тогда химический потенциал протонов, совпадающий с энергией Ферми, равен  $\bar{\mu}_p = E_F^{(p)} = \sqrt{m_p^2 + \bar{\mu}_e^2}$ , и протонный вклад будет выражаться через скорость Ферми протонов:  $v_F = k_F^{(p)}/E_F^{(p)} = \bar{\mu}_e/\bar{\mu}_p = \bar{\mu}_e/\sqrt{m_p^2 + \bar{\mu}_e^2}$ . С учетом этого для протонного вклада можно получить:

$$\Gamma_{\nu_R}^{(p)}(E) = \frac{\mu_\nu^2 m_\gamma^2 \bar{\mu}_\nu}{2\pi} f_p(y), \quad y = \frac{E}{\bar{\mu}_\nu}. \quad (7)$$

Здесь функция  $f_p(y)$  имеет вид: в области  $0 \leq y \leq (1 - v_F)/(1 + v_F)$

$$f_p(y) = \frac{1 + v_F/3}{1 - v_F} y, \quad (8)$$

и в области  $(1 - v_F)/(1 + v_F) \leq y \leq 1$

$$f_p(y) = \frac{1 - y}{v_F} \theta(1 - y) \times \left[ 1 - \frac{(1 - v_F)^2}{12 y^2 v_F} (1 - y) (1 + 2y) \right]. \quad (9)$$

Примечательно, что интегральный вклад протонов не зависит от параметра  $v_F$ :  $\int_0^1 f_p(y) dy = 1/2$ .

Заметим, что если в выражениях (7)–(9) формально перейти к пределу  $m_p \rightarrow 0$ , то есть  $v_F \rightarrow 1$ , то получим  $f_p(y) \rightarrow f_e(y) = (1 - y) \theta(1 - y)$ , где функция  $f_e(y)$  в полной аналогии с (7) может быть введена в выражении (6). Таким образом, как и следовало ожидать, воспроизводится формула (6) для электронного вклада.

На рис.2 изображены графики функции  $f_p(y)$  для значений параметра  $v_F = 1; 0.394; 0$ . Значение  $v_F = 0.394$  соответствует величине эффективной массы протона  $m_p \simeq 700$  МэВ в плазме с ядерной плотностью  $3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, см. [3], с.152. Значение  $v_F = 0$  соответствует формальному пределу  $m_p \rightarrow \infty$ , при котором функция также существенно упрощается:  $f_p(y) \rightarrow f_\infty(y) = y \theta(1 - y)$ .

В соответствии с формулой (4) спектральная плотность энергетической светимости ядра сверхновой через правые нейтрино определяется выражением

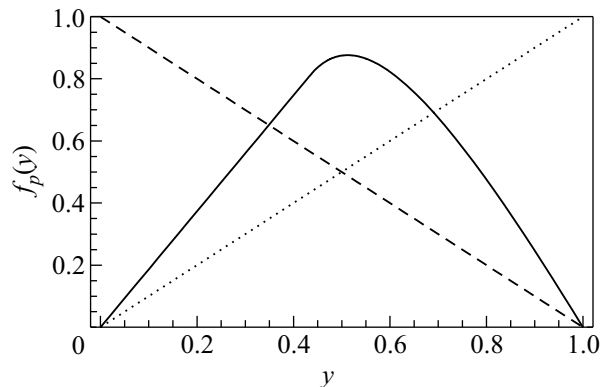


Рис.2. Графики функции  $f_p(y)$  для различных значений параметра  $v_F$ . При  $v_F = 1$  (штриховая линия) воспроизводится зависимость  $f_e(y) = (1 - y)$  для электронного вклада. Значение  $v_F = 0.394$  (сплошная линия) соответствует величине эффективной массы протона  $m_p \simeq 700$  МэВ. Случай  $v_F = 0$  (пунктирная линия) соответствует пределу бесконечной массы протона

$$\frac{dL_{\nu R}}{dE} = V \frac{\mu_\nu^2 m_\gamma^2 \tilde{\mu}_\nu^4}{4\pi^3} y^3 [f_e(y) + f_p(y)]. \quad (10)$$

Различие вкладов в величину (10) от электронов и протонов проиллюстрировано на рис.3. Наглядно видно, как фактор  $y^3$  усиливает протонный вклад в светимость.

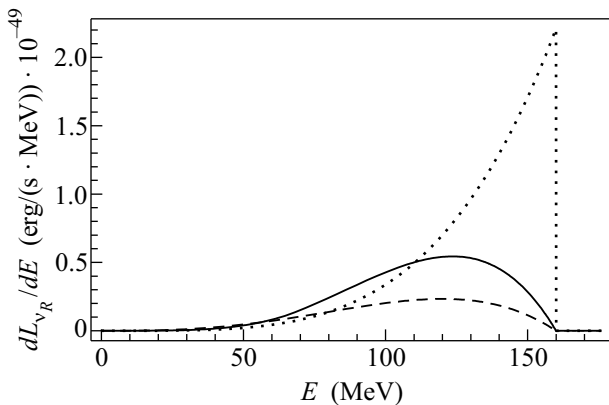


Рис.3. Энергетическое распределение вкладов в светимость правых нейтрино при  $T = 0$  от электронов (штриховая линия) и от протонов: при  $m_p \simeq 700$  МэВ (сплошная линия) и в пределе  $m_p \rightarrow \infty$  (пунктирная линия)

Сравнивая рис.3 с рис.1, видим, что учет отличия температуры от нуля ведет к смещению максимума в энергетическом распределении светимости в область больших энергий правых нейтрино, что обуславливает дополнительное усиление вклада протонов.

Поток правых нейтрино, исходящий из ядра сверхновой при коллапсе, попадает в область оболочки сверхновой между нейтриносферой (радиуса  $R_\nu$ )

и зоной стагнации ударной волны (радиуса  $R_s$ ). По существующим представлениям типичные значения этих величин меняются незначительно за время стагнации, и могут быть оценены как  $R_\nu \sim 20-50$  км,  $R_s \sim 100-200$  км. Если в рассматриваемой области присутствует достаточно большое магнитное поле  $\sim 10^{13}$  Гс, то имеет место явление спиновых осцилляций нейтрино, которое при определенных условиях может носить резонансный характер.

Влияние магнитного поля на нейтрино, обладающее магнитным моментом, удобнее всего проиллюстрировать с помощью уравнения эволюции спиральности нейтрино во внешнем однородном магнитном поле. С учетом дополнительной энергии  $C_L$ , которую левые нейтрино электронного типа  $\nu_e$  приобретают в веществе, уравнение эволюции спиральности может быть записано в виде [17–23]

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_R \\ \nu_L \end{pmatrix} = \left[ \hat{E}_0 + \begin{pmatrix} 0 & \mu_\nu B_\perp \\ \mu_\nu B_\perp & C_L \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_R \\ \nu_L \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где

$$C_L = \frac{3G_F}{\sqrt{2}} \frac{\rho}{m_N} \left( Y_e + \frac{4}{3} Y_{\nu_e} - \frac{1}{3} \right). \quad (12)$$

Здесь отношение  $\rho/m_N = n_B$  – концентрация нуклонов,  $Y_e = n_e/n_B = n_p/n_B$ ,  $Y_{\nu_e} = n_{\nu_e}/n_B$ ,  $n_{e,p,\nu_e}$  – концентрации электронов, протонов и нейтрино, соответственно,  $B_\perp$  – поперечная составляющая магнитного поля по отношению к направлению движения нейтрино, слагаемое  $\hat{E}_0$  пропорционально единичной матрице и несущественно для нашего анализа.

Выражение (12) для дополнительной энергии левых нейтрино  $C_L$  заслуживает специального анализа. Примечательной является возможность для этой величины обращаться в нуль именно в интересующей нас области оболочки сверхновой. А это, в свою очередь, является условием резонансного перехода  $\nu_R \rightarrow \nu_L$ . Учитывая, что плотность нейтрино в оболочке сверхновой достаточно мала, величиной  $Y_{\nu_e}$  в выражении (12) можно пренебречь, что дает условие резонанса в виде  $Y_e = 1/3$ . Необходимо заметить, что в оболочке сверхновой реализуются значения  $Y_e$ , характерные для коллапсирующего вещества,  $Y_e \sim 0.4-0.5$ . Тем не менее, ударная волна, вызывающая диссоциацию тяжелых ядер, делает вещество более прозрачным для нейтрино. Это ведет к так называемой “короткой” нейтринной вспышке и, как следствие, к значительной делептонизации вещества в этой области. Согласно существующим представлениям, в радиальном распределении величины

$Y_e$  возникает характерный провал, где  $Y_e$  может падать вплоть до значений  $\sim 0.1$ , см., например, [2, 4]. Качественное поведение зависимости  $Y_e(r)$  представлено на рис.4. Таким образом, неизбежно существ-

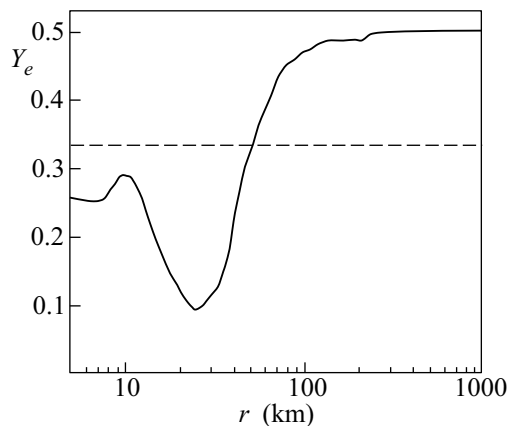


Рис.4. Качественное поведение зависимости  $Y_e(r)$  через 0.1—0.2 с после формирования ударной волны, с типичным “провалом”, образованным за счет “короткой” нейтринной вспышки, см. например [4]. Штриховая линия соответствует значению  $Y_e = 1/3$

ует точка, где  $Y_e$  принимает значение  $1/3$ . Примечательно, что имеется только одна такая точка с  $dY_e/dr > 0$ , см. [2, 4].

Отметим, что условие  $Y_e = 1/3$  является необходимым, но все же еще не достаточным условием резонансной конверсии правых нейтрино в левые,  $\nu_R \rightarrow \nu_L$ . Необходимо также выполнение так называемого условия адиабатичности. Смысл этого сводится к тому, что при смещении от точки резонанса на расстояние порядка длины осцилляций диагональный элемент  $C_L$  в уравнении (11), по крайней мере, не должен превышать недиагонального элемента  $\mu_\nu B_\perp$ . Это ведет к условию [22]

$$\mu_\nu B_\perp \gtrsim \left( \frac{dC_L}{dr} \right)^{1/2} \simeq \left( \frac{3G_F}{\sqrt{2}} \frac{\rho}{m_N} \frac{dY_e}{dr} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Типичные значения параметров в рассматриваемой области следующие, см. [2, 4]:

$$dY_e/dr \sim 10^{-8} \text{ см}^{-1}, \quad \rho \sim 10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (14)$$

Для значения магнитного поля, обеспечивающего выполнение условия резонанса, находим:

$$B_\perp \gtrsim 2.6 \cdot 10^{13} \text{ Гс} \left( \frac{10^{-13} \mu_B}{\mu_\nu} \right) \times \left( \frac{\rho}{10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{dY_e}{dr} \times 10^8 \text{ см} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

При оцениваемых энергиях  $E_\nu \sim 100\text{--}200$  МэВ длина свободного пробега нейтрино относительно бета-процессов составляет

$$\lambda \simeq 800 \text{ м} \frac{1}{1 - Y_e} \left( \frac{150 \text{ МэВ}}{E_\nu} \right)^2, \quad (16)$$

то есть левые нейтрино поглощаются в рассматриваемой области практически полностью.

Таким образом, представленный анализ показывает, что механизм Дара двукратной конверсии спиральности нейтрино,  $\nu_L \rightarrow \nu_R \rightarrow \nu_L$ , реализуется, причем условия для этого оказываются не слишком жесткими: магнитный момент дираковского нейтрино должен находиться в интервале  $10^{-13} \mu_B < \mu_\nu < 10^{-12} \mu_B$ , и в области  $R_\nu < R < R_s$  должно существовать магнитное поле  $\sim 10^{13}$  Гс. При этом за время стагнации ударной волны  $\Delta t \sim 0.2\text{--}0.4$  с в эту область инжектируется дополнительная энергия порядка

$$\Delta E \simeq L_{\nu_R} \Delta t \sim 10^{51} \text{ эрг}, \quad (17)$$

которая как раз достаточна для решения проблемы.

Авторы признательны М. И. Высоцкому за полезное обсуждение.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ, грант # НШ-497.2008.2, Министерства образования и науки РФ по программе “Развитие научного потенциала высшей школы”, проект # 2.1.1/510, и Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 07-02-00285-а.

1. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, УФН **156**, 561 (1988).
2. Н. А. Bethe, Rev. Mod. Phys. **62**, 801 (1990).
3. G. G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1996.
4. R. Buras, M. Rampp, H.-Th. Janka, and K. Kifonidis, Astron. Astrophys. **447**, 1049 (2006).
5. H.-Th. Janka, K. Langanke, A. Marek et al., Phys. Rep. **442**, 38 (2007).
6. A. Dar, *Neutrino magnetic moment may solve the supernovae problem*, Inst. Advanced Study Preprint-87-0178, Princeton, 1987.
7. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрон. журн. **47**, 813 (1970).
8. Г. С. Бисноватый-Коган, *Физические вопросы теории звездной эволюции*, М.: Наука, 1989.
9. N. V. Ardeljan, G. S. Bisnovaty-Kogan, and S. G. Moiseenko, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **359**, 333 (2005).

10. A. V. Kuznetsov and N. V. Mikheev, *Journ. Cosmol. Astropart. Phys.* **11**, 031 (2007).
11. R. Barbieri and R. N. Mohapatra, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 27 (1988).
12. A. Ayala, J. C. D'Olivo, and M. Torres, *Phys. Rev. D* **59**, 111901 (1999).
13. A. Ayala, J. C. D'Olivo, and M. Torres, *Nucl. Phys. B* **564**, 204 (2000).
14. K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki et al., *Astrophys. J.* **629**, 922 (2005).
15. H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi, *Nucl. Phys. A* **637**, 435 (1998); *Progr. Theor. Phys.* **100**, 1013 (1998).
16. J. M. Lattimer and F. D. Swesty, *Nucl. Phys. A* **535**, 331 (1991).
17. М. Б. Волошин, М. И. Высоцкий, Л. Б. Окунь, *ЯФ* **44**, 677 (1986).
18. М. Б. Волошин, М. И. Высоцкий, *ЯФ* **44**, 845 (1986).
19. Л. Б. Окунь, *ЯФ* **44**, 847 (1986).
20. М. Б. Волошин, М. И. Высоцкий, Л. Б. Окунь, *ЖЭТФ* **91**, 754 (1986); Erratum: *ibid.* **92**, 368 (1987).
21. Л. Б. Окунь, *ЯФ* **48**, 1519 (1988).
22. М. В. Voloshin, *Phys. Lett. B* **209**, 360 (1988).
23. С. И. Блинников, Л. Б. Окунь, *Письма в астрон. журн.* **14**, 867 (1988)