

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 69, ВЫПУСК 5
10 МАРТА, 1999

Письма в ЖЭТФ, том 69, вып.5, стр.337 - 342

© 1999г. 10 марта

**О ВОЗМОЖНОМ УСИЛЕНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ПРОЦЕССАМИ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ НЕЙТРИНО
В ОБОЛОЧКЕ СВЕРХНОВОЙ**

А.А.Гвоздев¹⁾, И.С.Огнев

*Ярославский государственный университет имени П.Г.Демидова
150000 Ярославль, Россия*

Поступила в редакцию 19 октября 1998 г.

После переработки 8 февраля 1999 г.

Исследуются урка-процессы нейтринного переизлучения в условиях оболочки сверхновой с сильным тороидальным магнитным полем. Показано, что нарушение Р-четности в этих процессах может проявляться макроскопически в виде возникновения момента сил, быстро раскручивающих область оболочки, занятую таким полем. "Нейтринная раскрутка" оболочки способна существенно повлиять на механизм дальнейшей генерации тороидального поля, в частности, может привести к его усилению в небольшой окрестности твердотельно вращающегося ядра протозвезды.

PACS: 13.15.+g, 95.30.Cq, 97.60.Bw

Проблема сброса оболочки при взрыве сверхновой II типа до сих пор далека от окончательного решения [1]. Известно, что в течение нескольких секунд после коллапса предсверхновой с нейтриносферы, примерно совпадающей по размерам с остатком коллапса (ядром) излучается аномально большой поток нейтрино с типичными светимостями $L \sim 10^{52}$ эрг/с [2]. Такой поток нейтрино, в принципе, мог бы инициировать процесс сброса оболочки за счет реакций их поглощения и рассеяния на нуклонах и e^+e^- -плазме среды [3]. Однако детальные расчеты таких процессов в сферически-симметричных моделях коллапса показали, что они идут недостаточно интенсивно для сброса оболочки [4]. В магниторотационной модели [5] сброс оболочки инициируется давлением наружу сильного тороидального магнитного поля, генерируемого дифференциальным вращением оболочки с "вмороженным" в нее первичным полоидальным магнитным полем ядра. Действительно, как показывают расчеты [6], при миллисекундных периодах вращения в полоидальном поле напряженности $B_0 \sim 10^{12} - 10^{13}$ Гс за времена ~ 1 с генерируется тороидальное поле

¹⁾ e-mail: gvozdev@univ.uniyar.ac.ru

$B \sim 10^{15} - 10^{16}$ Гс. Отметим, что модель [5] содержит принципиальное ограничение на энергию тороидального поля (она не может превосходить кинетическую энергию системы "ядро+оболочка"), а следовательно, на максимальную величину самого поля.

В данной работе исследуется возможность усиления этого "вмороженного" в оболочку магнитного поля за счет идущих в ней элементарных процессов переизлучения нейтрино. Мы предполагаем оболочку в окрестности нейтриносферы горячей ($T \sim$ несколько МэВ) и достаточно плотной, хотя и прозрачной для нейтрино ($\rho \sim 10^{11} - 10^{12}$ г/см³) средой, состоящей из свободных нуклонов и e^+e^- -плазмы. В этих условиях среди процессов нейтринного переизлучения доминируют урка-процессы:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e, \quad (1)$$

$$n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e, \quad (2)$$

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^-, \quad (3)$$

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (4)$$

(заметим, что β -распад в такой среде статистически подавлен). Основная идея работы состоит в следующем. Во внешнем магнитном поле, вследствие нарушения Р-четности в процессах (1) – (4), нейтрино излучаются и поглощаются асимметрично по отношению к направлению магнитного поля [7]. Таким образом в поле тороидальной конфигурации может возникать макроскопический момент силы, раскручивающий оболочку. Известно [8], что в случае равновесной функции распределения нейтрино такой импульс нейтринной отдачи обязан быть равным нулю. Однако рассматриваемая область сверхновой является неравновесной для нейтрино, поэтому возникающий в ней момент сил отличен от нуля. Более того, как мы показываем ниже, он может быть достаточно большим для того, чтобы существенно изменить распределение угловых скоростей вращения оболочки в области, заполненной сильным магнитным полем, за характерные времена нейтринного излучения. Согласно уравнению генерации тороидального поля [6], существенное изменение градиента угловых скоростей в этой области может приводить к перераспределению магнитного поля (в частности, к его усилению в небольшой окрестности твердотельно вращающегося ядра).

Количественная оценка эффекта следует из выражения для энергии-импульса, передаваемого нейтрино единице объема оболочки в единицу времени:

$$\frac{dP_\alpha}{dt} = \frac{1}{V} \int \prod_i dn_i f_i \prod_f dn_f (1 - f_f) \frac{|S_{if}|^2}{T} k_\alpha, \quad (5)$$

где dn_i , dn_f – число начальных и конечных состояний в элементе фазового объема, f_i , f_f – функции распределения начальных и конечных частиц, k_α – импульс нейтрино, $|S_{if}|^2/T$ – квадрат S -матричного элемента в единицу времени. Вычисление последнего в наших условиях представляет интерес, поскольку ранее, как нам известно, урка-процессы (1) – (4) изучались в случае относительно слабого ($B \lesssim m_e^2/e$) [9] и очень сильного ($B \sim m_p^2/e$) [10] поля. В предположении, что e^+e^- -плазма оккупирует, в основном, лишь низший уровень Ландау ($\mu_e \lesssim \sqrt{2eB}$, где μ_e – химический потенциал электронов), мы получили для квадрата S – матричного элемента, просуммированного по всем уровням Ландау протона, поляризациям конечных частиц

и усредненного по поляризациям начальных частиц следующее выражение:

$$|S_{if}|^2 = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c (2\pi)^3 \mathcal{T}}{2L_y L_z V^2} \cdot \frac{\exp(-Q_\perp^2/2eB)}{4\omega\varepsilon} \times \quad (6)$$

$$\times \frac{1}{2} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|M_+|^2}{n!} \left(\frac{Q_\perp^2}{2eB} \right)^n \cdot \delta^{(3)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|M_-|^2}{(n-1)!} \left(\frac{Q_\perp^2}{2eB} \right)^{n-1} \cdot \delta^{(3)} \right],$$

$$|M_\sigma|^2 = 4(1 + g_a \sigma)^2 \left[2(up)(uk) - (pk) - (up)(k\bar{\varphi}u) - (uk)(p\bar{\varphi}u) \right] + \quad (7)$$

$$+ 8g_a^2(1 + \sigma) \left[(pk) - (p\bar{\varphi}k) \right],$$

где $u_\alpha = (1, 0, 0, 0)$, $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, $\delta^{(3)}$ – дельта-функция от сохраняющихся в реакциях энергии, импульса вдоль магнитного поля и одной из его поперечных компонент, $(pk) = \varepsilon\omega - p_3 k_3$, $p^\alpha = (\varepsilon, \mathbf{p})$, $k^\alpha = (\omega, \mathbf{k})$ – 4-импульсы электрона и нейтрино, Q_\perp^2 – квадрат переданного импульса поперек магнитного поля в реакциях (1), (3) (с соответствующими заменами $p \rightarrow -p$, $k \rightarrow -k$ в кроссинг-реакциях (2), (4)), $\bar{\varphi}_{\alpha\beta} = \bar{F}_{\alpha\beta}/B$ – безразмерный дуальный тензор магнитного поля, $\sigma = \pm 1$ – проекция спина протона на направление магнитного поля, n – индекс суммирования по уровням Ландау протона, $\mathcal{T}V = TL_x L_y L_z$ – нормировочный 4-объем, g_a – аксиальная константа нуклонного тока, G_F – константа Ферми, θ_c – угол Кабиббо. Отметим, что в пределе сильного магнитного поля, когда протоны оккупируют лишь основной уровень Ландау, выражения (6), (7) согласуются с результатом, полученным ранее в работе [10].

Как показывает анализ, урка-процессы являются самыми быстрыми реакциями в рассматриваемой среде и приводят ее к состоянию β -равновесия за времена $\sim 10^{-2}$ с. Таким образом, мы использовали условие β -равновесия и выделяли в выражении для энергии-импульса, переданного оболочке (5), вклады от процессов с участием нейтрино (1), (3) и антинейтрино (2), (4) отдельно:

$$\frac{dP_\alpha^{(\nu, \bar{\nu})}}{dt} = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} k_\alpha \left(1 + \exp\left(\frac{-\omega + \mu(\nu, \bar{\nu})}{T}\right) \right) \mathcal{K}(\nu, \bar{\nu}) \delta f(\nu, \bar{\nu}) \quad (8)$$

Здесь $\delta f(\nu, \bar{\nu})$ – отклонение функции распределения от равновесной, $\mathcal{K}(\nu, \bar{\nu})$ – коэффициент абсорбции (анти)нейтрино, определяемый, как

$$\mathcal{K}(\nu, \bar{\nu}) = \frac{1}{V} \int \prod_i dn_i f_i \prod_f dn_f (1 - f_f) \frac{|S_{if}|^2}{\mathcal{T}}, \quad (9)$$

где интегрирование ведется по всем состояниям, кроме нейтринных в реакции (3) и антинейтринных в реакции (4), соответственно. Как следует из (8), действительно, передаваемый среде импульс отличен от нуля лишь в случае отклонения функции распределения нейтрино от равновесной.

При вычислении коэффициента абсорбции $\mathcal{K}(\nu, \bar{\nu})$ мы предполагали, что ультрарелятивистская e^+e^- -плазма, оккупирует лишь основной уровень Ландау, тогда как протоны – занимают достаточно много уровней (безразмерный параметр $\delta = eB/m_p T$

много меньше единицы). Мы воспользовались также тем, что при рассматриваемых плотностях среды нуклонный газ является бoльцмановским и нерелятивистским. В этом случае выражение (9), при отбрасывании членов $\sim \delta$, может быть приведено к виду

$$\mathcal{K}^{(\nu, \bar{\nu})} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c eB N_{(n,p)}}{2\pi} \left((1 + 3g_a^2) - k_3/\omega \cdot (g_a^2 - 1) \right) \times \\ \times \left(1 + \exp \left(\frac{\pm(\mu_e - \Delta) - \omega}{T} \right) \right)^{-1}, \quad (10)$$

где N_n, N_p, m_n, m_p – концентрации и массы нейтронов и протонов, $\Delta = m_n - m_p$; ω, k_3 – энергия нейтрино и его импульс вдоль направления магнитного поля.

Для дальнейших вычислений мы использовали функцию распределения нейтрино в модели сферически-симметричного коллапса сверхновой в отсутствие магнитного поля [11]. Такое приближение является достаточно хорошим, когда область, занятая сильным магнитным полем, меньше или порядка длины свободного пробега нейтрино. Под сильным мы понимаем поле, при котором e^+e^- -плазма оккупирует лишь основной уровень Ландау: $eB \gtrsim \mu_e^2$. В модели [6] область, занятая таким полем, не превышает нескольких километров, а средняя длина свободного пробега нейтрино в этой области оценивается нами выражением

$$l_\nu \simeq 4 \text{ км} \cdot (B / 4.4 \cdot 10^{16} \text{ Гс})^{-1} (\rho / 5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3)^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, магнитное поле не может сильно изменить функцию распределения нейтрино и используемое нами приближение достаточно корректно.

Как показали вычисления компонент энергии-импульса (8), передаваемого среде при переизлучении нейтрино, возникающая радиальная сила гораздо слабее гравитационной и не может существенно повлиять на динамику оболочки. Однако сила, действующая вдоль магнитного поля, способна достаточно быстро изменить распределение угловых скоростей в области, занятой сильным магнитным полем. Плотность этой силы может быть представлена в виде

$$\mathfrak{S}_{\parallel}^{(tot)} = \mathfrak{S}_{\parallel}^{(\nu)} + \mathfrak{S}_{\parallel}^{(\bar{\nu})} = \mathcal{N} \left[\left(3 \langle \mu^2 \rangle_\nu - 1 \right) I(a) e^{-a} + \left(3 \langle \mu^2 \rangle_{\bar{\nu}} - 1 \right) I(-a) \right], \quad (12)$$

$$\langle \mu^2 \rangle = \left(\int \mu^2 \omega f d^3k \right) \left(\int \omega f d^3k \right)^{-1},$$

μ – косинус угла между импульсом нейтрино и радиальным направлением,

$$I(a) = \int_0^\infty y^3 (e^{y-a} + 1)^{-1} dy, \quad a = \mu_e/T.$$

При получении формулы (12) мы делали стандартное предположение о факторизации локальной функции распределения в достаточно прозрачной для нейтрино среде: $f^{(\nu, \bar{\nu})} = \phi^{(\nu, \bar{\nu})}(\omega/T_\nu) \Phi^{(\nu, \bar{\nu})}(r, \mu)$, где T_ν – спектральная температура нейтрино [1]. Для оценки силы в диффузной области мы предполагали $T_\nu \simeq T$ и выбрали

$\phi^{(\nu, \bar{\nu})}(\omega/T_\nu) = \exp(-\omega/T_\nu)$. Размерный параметр \mathcal{N} в выражении (12) определен нами как

$$\mathcal{N} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c g_a^2 - 1}{(2\pi)^3} \frac{1}{3} e B T^4 N_N \simeq \\ \simeq 4.5 \cdot 10^{20} (\text{дин/см}^3) \left(\frac{T}{5 \text{ МэВ}} \right)^4 \left(\frac{B}{4.4 \cdot 10^{16} \text{ Гс}} \right) \left(\frac{\rho}{5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3} \right), \quad (13)$$

где $N_N = N_n + N_p$ – суммарная концентрация нуклонов.

Численная оценка силы (12) проводилась в диффузной области атмосферы сверхновой при типичных (исключая поле) для этой области значениях макроскопических параметров: $T = 5 \text{ МэВ}$, $B = 4.4 \cdot 10^{16} \text{ Гс}$, $\rho = 5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$. Таким значениям параметров соответствуют $a \simeq 3$, $\langle \mu^2 \rangle_\nu \simeq \langle \mu^2 \rangle_{\bar{\nu}} \simeq 0.4$ [11], и плотность силы вдоль направления поля оценивается из формулы (12) как

$$\mathfrak{S}_{\parallel}^{\text{tot}} \simeq \mathfrak{S}_{\parallel}^{\nu} \simeq \mathcal{N}. \quad (14)$$

Отметим, что создаваемое моментом такой силы угловое ускорение достаточно большое, чтобы раскрутить область оболочки с сильным магнитным полем до типичных скоростей быстрых пульсаров ($P_o \sim 10^{-2} \text{ с}$) за характерные времена $\sim 1 \text{ с}$. Этот результат, по нашему мнению, имеет самостоятельный интерес и может послужить основой для ряда приложений. Мы, однако, обсудим на качественном уровне лишь одно из его возможных проявлений – влияние такой быстрой раскрутки оболочки на дальнейшую генерацию тороидального магнитного поля. Действительно, при существенной модификации градиента угловых скоростей оболочки тороидальное магнитное поле в ней в последующие моменты времени начнет изменяться по иному закону, чем линейный [6]. Анализ уравнения генерации тороидального поля с учетом силы (14), линейной по этому полю, приводит к выводу о значительно более быстром (экспоненциальном) его росте по времени в достаточно малой области, где действует сила ($eB \gtrsim \mu_e^2$). Однако основным источником энергии магнитного поля, как и в случае отсутствия силы, является кинетическая энергия твердотельно вращающегося ядра. Таким образом, при действии силы (14) может произойти своеобразная перестройка области, занятой сильным полем. А именно, практически без изменения энергии магнитное поле может концентрироваться в более узкой области пространства и, следовательно, иметь в ней большие в среднем напряженности, чем в случае отсутствия раскручивающей силы. Отметим, что обсуждаемый эффект может оказать существенное влияние на процесс сброса оболочки, а также на механизм формирования анизотропного γ -всплеска при взрыве сверхновой с быстро вращающимся ядром [12]. Однако детальные расчеты генерации тороидального поля, величины его усиления с учетом "нейтринной раскрутки" и влияния на указанные процессы требуют анализа полной системы МГД уравнений, что далеко выходит за рамки данной работы и является предметом отдельного исследования. Качественные оценки показывают, что по описанному выше механизму могут быть генерированы магнитные поля $B \sim 10^{17} \text{ Гс}$ в малой окрестности $\sim 1 \text{ км}$ быстро вращающегося ядра ($P_o \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ с}$), причем эта область уменьшается с увеличением периода.

Таким образом, нами показано, что урка-процессы нейтринного переизлучения могут создавать достаточно большие угловые ускорения в области оболочки, заполненной сильным тороидальным магнитным полем, чтобы существенно повлиять на

механизм дальнейшей его генерации. В частности, такое быстрое перераспределение угловых скоростей может привести к усилению поля в небольшой окрестности твердотельно вращающегося ядра протозвезды.

Авторы благодарны С.И. Блинникову за плодотворные обсуждения и помощь в постановке задачи, а также Н.В.Михееву и М.В.Чистякову за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке INTAS (грант #96-0659) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант #98-02-16694).

-
1. G.G.Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, The University of Chicago Press, 1996.
 2. В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, УФН **156**, 561 (1988).
 3. S.A.Colgate and R.H.White, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966).
 4. D.K.Nadyozhin, *Astrophys. and Space Sci.* **49**, 399 (1977); **51**, 283 (1977); **53**, 131 (1978).
 5. Г.С.Бисноватый-Коган, *Физические проблемы теории звездной эволюции*, М.: Наука, 1989.
 6. G.S.Bisnovatyi-Kogan and S.G.Moiseenko, *Astron. Astrophys. Transactions* **3**, 287 (1993).
 7. Н.Н.Чугай, *Письма в Астр. журн.* **10**, 210 (1984).
 8. D.Lai and Y.-Z.Qian, *Astrophys J.* **495**, L103 (1998).
 9. O.F.Dorofeev et al., *JETP Lett.* **40**, 159 (1984).
 10. L.B.Leinson and A.Perez, *astro-ph /9711216* (1997).
 11. S.Yamada, H.-T.Janka, and H.Suzuki, *astro-ph /9809009* (1998).
 12. A.MacFadyen and S.E.Woosley, *astro-ph /9810274* (1998).