

## АНИЗОТРОПНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО, ВОЗНИКАЮЩЕЕ В $\beta$ -ПРОЦЕССАХ ПРИ ДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*О.Ф.Дорофеев, В.Н.Родионов, И.М.Тернов*

Исследованы условия возникновения асимметрии в распределении нейтринного излучения  $\beta$ -процессов на свободных нуклонах при действии сильного магнитного поля и высоких значениях плотностей и температур.

Изучение релятивистских нейтринных процессов становится одной из актуальных задач современной астрофизики. Хотя оценка перспективы непосредственной регистрации нейтрино, образовавшихся при вспышке сверхновых, представляется пока не слишком оптимистичной, весьма важным оказывается поиск наблюдаемых эффектов, сопутствующих нейтринному излучению.

В настоящей работе нами изучены следствия, к которым приводит воздействие интенсивных магнитных полей на так называемые урка-процессы. Как показано в ряде исследований <sup>1</sup>, за счет этих реакций в условиях высоких плотностей ( $\rho > 10^8$  г/см<sup>3</sup>) и температур ( $T > 7 \cdot 10^9$  К) происходят основные необратимые потери энергии звездами. Если учесть также предположение о трансформации примерно 99% всей высвобождающейся при гравитационном коллапсе энергии в нейтринную вспышку (см., например, <sup>2</sup>), то можно ожидать, что наличие у звезд интенсивных магнитных полей приведет к глобальному проявлению эффекта несохранения четности в слабых взаимодействиях.

Рассмотрим ситуацию, когда кинетическое равновесие по  $\beta$ -процессам устанавливается преимущественно за счет взаимодействия электронов и позитронов со свободными нуклонами, а  $\beta$ -процессами на ядрах можно пренебречь. Будем также считать, что коллапсирующее ядро звезды является прозрачным для нейтрино и антинейтрино, а нейтронно-протонный газ невырожден. Эти приближения оправдываются высокими граничными значениями критической температуры непрозрачности  $T > 5 \cdot 10^{10}$  К и плотности вырождения  $\rho_d > 6 \cdot 10^{13}$  г/см<sup>3</sup> <sup>3</sup>.

Вероятности урка-процессов на свободных нуклонах в интенсивном магнитном поле

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}, \quad e^- + p \rightarrow n + \nu, \quad e^+ + n \rightarrow p + \tilde{\nu} \quad (1)$$

могут быть рассчитаны однопотенциальным образом с помощью теории разрешенных  $\beta$ -переходов и процедуры точного учета воздействия поля на легкие заряженные частицы <sup>4</sup>.

Асимметрия испускания нейтрино определяется коэффициентом при функции  $\cos\theta_\nu$

$$\frac{dN}{d\Omega_\nu} = N_0(1 + k \cos\theta_\nu), \quad (2)$$

где  $\theta_\nu$  – угол вылета нейтрино (антинейтрино), отсчитываемый от направления магнитного поля,  $k = k_1 + k_2$  – суммарный коэффициент асимметрии, причем

$$k_2 = 2S_n \alpha (1 \pm \alpha) / (1 + 3\alpha^2), \quad (3)$$

где  $S_n = \pm 1$  соответствует проекциям спина нуклона в начальном состоянии на направление магнитного поля,  $\alpha = |G_A / G_V|$ ,  $G_A$ ,  $G_V$  – аксиальная и векторная константы  $V-A$  модели слабого взаимодействия, а величина  $k_1$  является сложной функцией температуры, плотности, напряженности поля  $H$ , а также параметра  $\alpha$ . Различные знаки в выражении (3) относятся к случаям нейтронных (+) и протонных (–) начальных состояний нуклонов.

Если магнитное поле исключить из рассмотрения, то асимметрия может возникнуть лишь вследствие поляризации нуклонов  $\sim k_2$  <sup>5</sup>. В отсутствие этой поляризации  $k_2 = 0$  и анизо-

тропия полностью исчезает. В интенсивном магнитном поле наряду с вкладом в коэффициент асимметрии нейтринного излучения  $\sim (S_n p_\nu)$  возникает также вклад, обусловленный корреляцией направления вылета нейтрино с направлением магнитного поля  $\sim (H p_\nu)$  (коэффициент  $k_1$ ).

Рассмотрим наиболее естественный случай, когда поляризация нуклонов определяется лишь парамагнитной восприимчивостью нуклонного газа. Будем также предполагать, что электронный газ вырожден, имея в виду дальнейшие приложения для оценки типичной ситуации при коллапсе массивных звездных ядер<sup>1</sup>. В случае вырожденного электронного газа  $\Phi \ll \mu$  ( $\Phi = kT/mc^2$ ),  $\mu$  – химический потенциал, включающий энергию покоя электрона и выраженный в единицах  $mc^2$ , а также при условии  $\mu > \epsilon_0 = 2,53$  ( $\epsilon_0$  – разность масс нейтрона и протона в единицах массы покоя электрона доминирует нейтронизация вещества<sup>3</sup> и основной вклад в анизотропию нейтринного излучения дает реакция  $e^- + p \rightarrow n + \nu$ . Влияние магнитного поля на процесс нейтронизации показано на рис. 1.

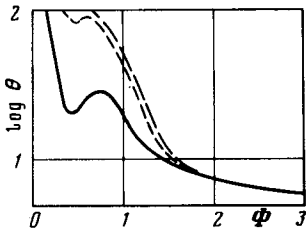


Рис. 1. Зависимость параметра нейтронизации  $\theta$  (отношения концентраций нейтронов и протонов) от температуры  $\Phi = kT/mc^2$  для значения химического потенциала  $\mu = 3$  при величинах напряженности магнитного поля: — — — — —  $H/H_c = 0,1$ ; - - - - -  $H/H_c = 1$ ; — · — · —  $H/H_c = 10$

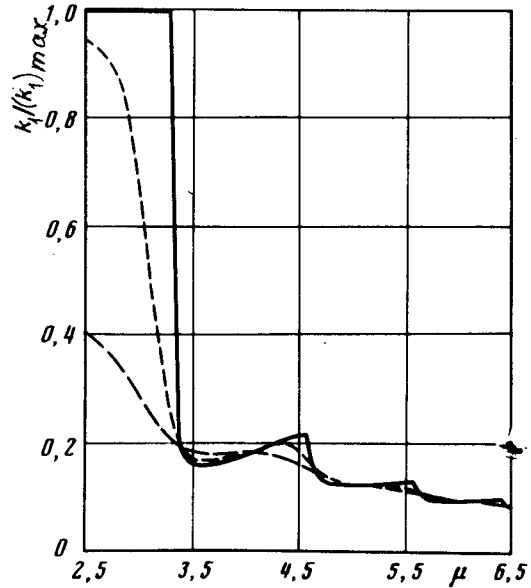


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость коэффициента асимметрии  $k_1/(k_1)_{max}$  от величины химического потенциала  $\mu$  для значения напряженности магнитного поля  $H/H_c = 5$  при различных значениях температурного параметра  $\Phi$ : — — — — —  $\Phi \ll \mu$ , - - - - -  $\Phi = 1/12$ , — · — · —  $\Phi = 1/6$

Максимальное значение коэффициента нейтринной асимметрии определяется соотношением между константами связи Ферми и Гамова – Теллера

$$(k_1)_{max} = (G_V^2 - G_A^2) / (G_V^2 + 3G_A^2). \quad (4)$$

Оно достигается при значениях напряженности магнитного поля

$$H \geq H_c(\mu^2 - 1)/2, \quad H_c = m^2 c^3 / e \hbar = 4,414 \cdot 10^{13} \text{ Гс}. \quad (5)$$

В наиболее интересной для возможных астрофизических приложений релятивистской области параметров  $\mu \gg 1$ ,  $\epsilon_H \gg mc^2$  согласно (5) можно получить условие  $2\sqrt{\epsilon_H} \geq \epsilon_F (mc^2)^{-1/2}$ , где  $\epsilon_F$  – энергия Ферми,  $\epsilon_H = \mu_e H$ , а  $\mu_e$  – магнетон Бора. Этим гарантируется максимальная поляризация магнитных моментов против поля в вырожденном электронном газе. В более слабых полях коэффициент асимметрии нейтринного излучения, обусловленный корреляцией  $(H p_\nu)$ , практически линейно уменьшается с падением напряженности поля (см. рис. 2) и в релятивистском случае квадратично уменьшается с ростом

$$k_1 = (k_1)_{max} 2H / [H_c (\mu^2 - 1)]. \quad (6)$$

Можно показать <sup>4</sup>, что для широкого набора значений химического потенциала релятивистского вырожденного электронного газа преобладает вклад, определяемый коэффициентом  $k_1$ . При этом асимметрия нейтринного излучения в  $\beta$ -процессах (1) связана с поляризацией легких заряженных частиц. Вклады каналов с различными значениями спинов частиц для всех реакций (1) в первую очередь определяются характерными константами  $G_A$  и  $G_V$  (см. <sup>4</sup>). Весьма важно подчеркнуть, что корреляции  $(Hr_\nu)$  во всех реакциях (1) приводят к асимметрии одного знака: преобладающим является вылет нейтрино (антинейтрино) против направления магнитного поля. Очевидно, что звезда при этом будет получать отдачу вдоль поля.

Как показано в работе <sup>4</sup>, наблюдаемые скорости движения пульсаров порядка 100 км/с могут быть объяснены асимметрией нейтринного излучения, если выполнено равенство  $\mu^2 = 20H / H_c$ . Из этого выражения следует, что если значения температуры и химического потенциала электронного газа находятся в интервале  $T = (30 \div 40) \cdot 10^9$  К,  $\mu = (3 \div 4)\Phi$ , что является характерным для коллапсирующего ядра массивной звезды <sup>1</sup>, то необходимы напряженности магнитных полей порядка  $10^{14} - 10^{15}$  Гс. Существование полей такой напряженности предсказывается на основе анализа данных по значениям магнитных моментов рентгеновских пульсаров <sup>6</sup>.

Если удастся зафиксировать корреляцию между направлением движения пульсаров и ориентацией их магнитных моментов, то это будет служить важным аргументом в пользу реальности рассмотренного выше механизма потери энергии звездами в виде излучения нейтрино.

Авторы благодарны Я.Б.Зельдовичу, Н.С.Кардашову, В.Б.Брагинскому, В.Г.Горбачкову, В.М.Липунову и В.А.Грибову за плодотворные обсуждения.

#### Литература

1. Имшенник В.С., Надежин Д.К., Пинаев В.С. Астрон. Ж., 1967, 44, 768.
2. Шкловский И.С. Астрофизика и космическая физика. Сб. под ред. Р.А.Сюняева, М., 1982, с.186.
3. Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Надежин Д.К. Научные Информ. Астрон. Совета АН СССР, 1969, 13, 94.
4. Доробеев О.Ф., Родионов В.Н., Тернов И.М. Печать физического факультета МГУ, № 13/1984, М.
5. Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия, М., 1968.
6. Липунов В.М. Астрон. Ж., 1982, 59, 888.