

УДК 524.35

АНИЗОТРОПНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО, ВОЗНИКАЮЩЕЕ В БЕТА-ПРОЦЕССАХ ПРИ ДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

О. Ф. ДОРОФЕЕВ, В. Н. РОДИОНОВ и И. М. ТЕРНОВ

Получены оценки максимального импульса, приобретаемого звездой в результате анизотропного испускания нейтрино в урка-процессах на свободных нуклонах в сильном магнитном поле в условиях высоких плотностей и температур.

ANISOTROPIC EMISSION OF NEUTRINOS, ORIGINATING IN BETA-DECAY PROCESSES UNDER THE INFLUENCE OF A MAGNETIC FIELD OF HIGH INTENSITY, by O. F. Dorofeev, V. N. Rodionov and I. M. Ternov. Estimates of the maximal momentum obtained by a star as a result of anisotropic emission of neutrinos in URCA processes on free nucleus in a strong magnetic field under conditions of high temperatures and densities are given.

Изучение релятивистских нейтринных процессов становится одной из актуальных задач современной астрофизики. К сожалению, оценка перспективы регистрации нейтрино, образовавшихся при вспышке сверхновых звезд, представляются пока не слишком оптимистичной. В этой связи особое значение приобретает 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 (Имшенник и др., 1967; Надежин и Четчин, 1969), за счет этих реакций в условиях высоких плотностей ($\rho > 10^8$ г/см³) и температур ($T_9 > 7$) происходят основные необратимые потери энергии звездами. Если учесть также предположение о трансформации 99% всей высвобождающейся при гравитационном коллапсе энергии в нейтринную вспышку (см., например, Шкловский, 1982), то можно ожидать, что наличие у звезд интенсивных магнитных полей приведет к глобальному проявлению эффекта несохранения четности в слабых взаимодействиях.

Рассмотрим более подробно ситуацию, когда кинетическое равновесие по бета-процессам устанавливается преимущественно за счет взаимодействия электронов и позитронов со свободными нуклонами, а бета-процессами на ядрах можно пренебречь. Будем также считать, что нейтронно-протонный газ невырожден. Это оправдывается

достаточно высоким граничным значением плотности вырождения $\rho_d > 6 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$ (Бирн, 1984).

Вероятности урка-процессов на свободных нуклонах в интенсивном магнитном поле

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

могут быть рассчитаны однотипным образом с помощью теории разрешенных бета-переходов и процедуры точного учета воздействия поля на легкие заряженные частицы, подробно описанной в работах Тернова и др. (1978) и Родионова и др. (1983). Скорости реакций (1) соответственно представим в виде

$$\frac{d(W^{(1)}/W_0)}{d\Omega_{\nu}} = \sum_{n=0}^{[N]} \int_{b_n}^{\varepsilon_0} d\varepsilon F^{(-)}(\varepsilon, n) [1 - f^{(-)}(\varepsilon)] \beta^{(+)}(\vartheta_{\nu}, n), \quad (2)$$

$$\frac{d(W^{(2)}/W_0)}{d\Omega_{\nu}} = \left\{ \sum_{n=0}^{[N]} \int_{\varepsilon_0}^{\infty} + \sum_{n=[N]+1}^{\infty} \int_{b_n}^{\infty} \right\} d\varepsilon F^{(-)}(\varepsilon, n) f^{(-)}(\varepsilon) \beta^{(-)}(\vartheta_{\nu}, n), \quad (3)$$

$$\frac{d(W^{(3)}/W_0)}{d\Omega_{\nu}} = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{b_n}^{\infty} d\varepsilon F^{(+)}(\varepsilon, n) f^{(+)}(\varepsilon) \beta^{(+)}(\vartheta_{\nu}, n), \quad (4)$$

$$F^{(\pm)}(\varepsilon, n) = \varepsilon H (\varepsilon_0 \pm \varepsilon)^2 / [H_c (\varepsilon^2 - b_n^2)^{1/2}], \quad (5)$$

$$\beta^{(\pm)}(\vartheta_{\nu}, n) = 1 + k_2^{(\pm)} \cos \vartheta_{\nu} - \frac{1}{2} \delta_{n,0} [1 + (k_1 + k_2^{(\pm)}) \cos \vartheta_{\nu} + k_3^{(\pm)}], \quad (6)$$

где в области взаимодействия использовано приближение однородного магнитного поля H и введены обозначения

$$k_1 = (\alpha^2 - 1)/(1 + 3\alpha^2), \quad k_2^{(\pm)} = 2S_n \alpha (1 \pm \alpha)/(1 + 3\alpha^2), \quad k_3^{(\pm)} = 2S_n \alpha \times (\pm \alpha - 1)/(1 + 3\alpha^2),$$

$S_n = \pm 1$ 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 взаимодействия, а величины

$$f^{(\pm)}(\varepsilon) = \{1 + \exp[(\varepsilon \pm \mu)/\Phi]\}^{-1}, \quad \Phi = kT/(mc^2),$$

$$H_c = m^2 c^3 / (e\hbar) = 4.414 \cdot 10^{13} \text{ Гс}, \quad W_0 = (8\pi^4)^{-1} G^2 m^5 (1 + 3\alpha^2),$$

$$b_n^2 = 1 + 2nH/H_c, \quad N = (H_c/2H)(\varepsilon_0^2 - 1),$$

причем $[N]$ обозначает целую часть величины N и $\delta_{n,0}$ — символ Кронекера.

Различные знаки в формулах (2)–(6) относятся соответственно к реакциям (1) с захватом электрона и позитрона, а также к случаям нейтронных и протонных начальных состояний нуклонов. Параметр ε_0 характеризует разность масс нейтрона и протона, выраженную в единицах электронной массы, ϑ_{ν} — угол вылета нейтрино (антинейтрино), отсчитываемый от направления магнитного поля, $f^{(\pm)}(\varepsilon)$ —

функция распределения электронов газа, находящегося в интенсивном магнитном поле H при температуре T . Здесь введены обозначения $\varepsilon^2 = 1 + 2nH/H_c + x^2$, где εmc^2 и xmc — энергия и компонента импульса электрона вдоль направления магнитного поля, μ — химический потенциал, включающий энергию покоя электрона и выраженный в единицах mc^2 .

Из формулы (6) очевидно, что испускание нейтрино в рассматриваемой ситуации характеризуется существенной асимметрией, определяемой коэффициентом при $\cos \vartheta_v$:

$$dN/d\Omega_v = N_0 (1 + \bar{k} \cos \vartheta_v), \quad (7)$$

где $\bar{k} = \bar{k}_1 + \bar{k}_2$ — суммарный коэффициент асимметрии. Если магнитное поле исключается из рассмотрения, то, как следует из выражений (2) — (6), асимметрия может возникать лишь вследствие поляризации нуклонов $\sim \bar{k}_2$ (Ли и Ву, 1968). В отсутствие поляризации $\bar{k}_2 = 0$ и анизотропия полностью исчезает. При действии достаточно интенсивного магнитного поля наряду с этим вкладом в коэффициент асимметрии нейтринного излучения $\sim (S_n p_v)$ возникает также вклад, обусловленный корреляцией направления вылета нейтрино с направлением магнитного поля (\mathbf{H}, p_v) (коэффициент k_1)*.

Аналогично направление магнитного поля коррелирует и с направлением спина нуклона $\sim (S_n \mathbf{H})$ (коэффициент k_3)**.

Рассмотрим наиболее естественную ситуацию, когда поляризация нуклонов определяется лишь парамагнитной восприимчивостью нуклонного газа. В случае вырожденного электронного газа $\Phi \ll \mu$, а также при условии $\mu > \varepsilon_0 = 2.53$ доминирует нейтронизация вещества (Имшенник и др., 1967) и основной вклад в анизотропию нейтринного излучения дает реакция $e^- + p \rightarrow n + \nu$. Влияние магнитного поля на процесс нейтронизации вещества можно проследить на графике (рис. 1), построенном на основе численных расчетов по формулам (2) — (6). По оси ординат на этом графике отложен логарифм отношения концентраций нейтронов и протонов $\theta = n_n/n_p$, которые достигаются в условиях равновесия бета-процессов (1) с учетом влияния интенсивного магнитного поля. Как видно из рис. 1,

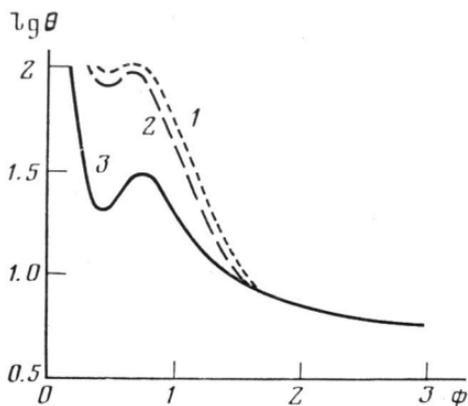


Рис. 1. Зависимость параметра нейтронизации от температуры при значениях напряженности магнитного поля: 1 — $H/H_c = 0.1$, 2 — 1 и 3 — 10. Значение химического потенциала $\mu = 3$

* Как известно, без дополнительных усилий по поляризации нуклонов в магнитном поле ($S_n p_v$) определяется коэффициентом, пропорциональным $\mu_n H/kT$, где μ_n — магнитный момент нуклона.

** Отметим, что корреляция этого типа была подробно изучена в работе Родионова и др. (1983).

магнитное поле способно существенно затруднить процесс нейтро-
низации. На этот эффект уже указывалось в работе Иванова и
Шульмана (1980).

Максимальное значение коэффициента нейтринной асимметрии
 \bar{k}_1 определяется простым соотношением между константами связи
Ферми и Гамова — Теллера

$$(\bar{k}_1)_{\max} = \frac{G_V^2 - G_A^2}{G_V^2 + 3G_A^2}. \quad (8)$$

Оно достигается при значениях напряженности магнитного поля

$$H \geq \frac{1}{2} H_c (\mu^2 - 1). \quad (9)$$

Смысл точного условия (9) можно проиллюстрировать, исходя из
того, что свойства замагниченного ферми-газа различны для реляти-
вистской и нерелятивистской областей. В случае нерелятивистского
вырожденного электронного газа характерной энергией является
энергия взаимодействия магнитного момента электрона с полем
 $\varepsilon_H = \mu_e H$, где μ_e — магнетон Бора. Поэтому в этом пределе ($\mu \ll 1$,
 $\varepsilon_H \ll mc^2$) условие (9) просто означает, что $\varepsilon_H > \varepsilon_F/2$, где
 ε_F — энергия Ферми. Этим гарантируется максимальная поляриза-
ция магнитных моментов против поля в вырожденном электронном
газе. Отметим, что в этом пределе (9) по существу совпадает с анало-
гичным условием, приведенным в работе Чугая (1984), где, насколько
нам известно, впервые обсуждались возможности ускорения пульсаров
за счет импульса отдачи при анизотропном излучении нейтрино
в бета-процессах в магнитном поле.

Однако в наиболее интересной с точки зрения возможных астро-
физических приложений релятивистской области параметров $\mu \gg 1$,
 $\varepsilon_H \gg mc^2$ указанный критерий, согласно (9), становится иным:

$$2\sqrt{\varepsilon_H} \geq \varepsilon_F (mc^2)^{-1/2}.$$

Чтобы получить эту формулу из простых оценок, в приведенных вы-
ше рассуждениях нужно учесть неэквидистантность спектра энерге-
тических возбуждений электронов в магнитном поле в релятивистском
случае (Тернов и др., 1982).

В более слабых полях коэффициент асимметрии нейтринного излу-
чения, обусловленный корреляцией (\mathbf{H}_p), практически линейно
уменьшается с падением напряженности поля и в релятивистском
случае квадратично уменьшается с ростом химического потенциала

$$\bar{k}_1 = (\bar{k}_1)_{\max} 2H / [H_c (\mu^2 - 1)]. \quad (10)$$

Относительный вклад коэффициента \bar{k}_2 , определяемого парамаг-
нитной поляризацией нуклонов в магнитном поле, составляет ве-
личину

$$\left| \frac{\bar{k}_2}{\bar{k}_1} \right| = \frac{m}{2M} \frac{(\mu^2 - 1)}{\Phi} \frac{\alpha}{\alpha - 1}, \quad (11)$$

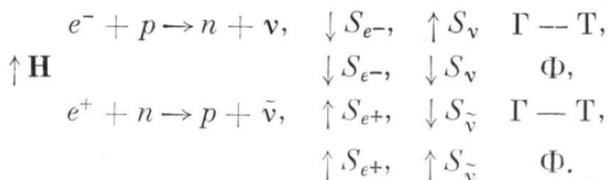
где m/M — отношение масс электрона и нуклона. Таким образом, имеется критическая температура

$$\Phi = \frac{m}{2M} (\mu^2 - 1) \frac{\alpha}{\alpha - 1}, \quad (12)$$

выше которой преобладает вклад, обусловленный коэффициентом \bar{k}_1 , а ниже — \bar{k}_2 . Очевидно, что для широкого набора значений химического потенциала релятивистского вырожденного электронного газа преобладает вклад, определяемый коэффициентом \bar{k}_1 . В этом случае асимметрия нейтринного излучения в бета-процессах (1) связана с поляризацией легких заряженных частиц (электронов и позитронов). Совсем недавно начали предприниматься попытки оценивать ее величину, исходя из простых, но недостаточно убедительных допущений (см., например, Лоскутов, 1984) о равновероятности разрешенных каналов реакций (1) с различными значениями спинов частиц. Являются ли эти представления правильными, можно увидеть из выражений (2)—(6). Оказывается, что «гипотеза о равновероятности» даже качественно не соответствует действительной ситуации.

Как следует из формул (8), (10), вклады каналов с различными значениями спинов частиц для всех без исключения реакций (1) в первую очередь определяются характерными константами G_A и G_V . В частности, если предположить, что константы, определяющие фермиевские и гамов-теллеровские переходы, в точности бы совпадали, то, как следует из формул (8), (10), асимметрия, обусловленная корреляцией ($H\rho_V$), исчезла бы. На самом деле, поскольку константа связи Гамова — Теллера немного больше фермиевской ($\alpha = 1,25$), вклад гамов-теллеровских переходов и является преобладающим. В итоге это приводит к тому, что знак коэффициента нейтринной асимметрии, возникающей за счет бета-процессов в магнитном поле, оказывается противоположным по сравнению с предсказанным в работах Чугая (1984) и Лоскутова (1984).

Для иллюстрации полученного вывода приведем простую схему:



В случае сильного магнитного поля $H > H_c$ магнитные моменты электрона и позитрона ориентированы по направлению магнитного поля. Спины электронов S_e в основном состоянии ориентированы против магнитного поля, а спины позитронов S_{e^+} — по полю ($\Gamma - T$ — переходы Гамова — Теллера, Φ — переходы Ферми). За счет чисто фермиевских переходов выход нейтрино и антинейтрино преимущественно происходил бы по направлению магнитного поля. Поскольку левовинтовые нейтрино имеют спиральность -1 , а спин нейтрино в доминирующих переходах Гамова — Теллера направлен по магнитному полю, то импульс нейтрино направлен против маг-

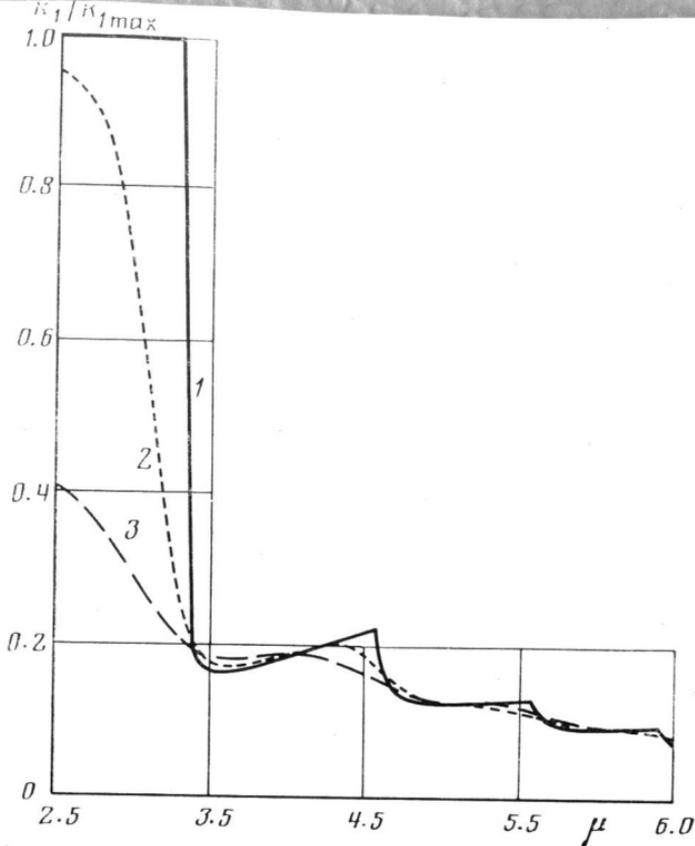


Рис. 2. Зависимость коэффициента нейтринной асимметрии $\bar{k}_1/(k_1)_{\max}$ от величины химического потенциала μ для значения напряженности магнитного поля $H/H_c = 5$ при различных значениях температурного параметра Φ : $\Phi \ll \mu$ (1), $\Phi = 1/12$ (2), $\Phi = 1/6$ (3)

нитного поля. Для правовинтовых антинейтрино со спиральностью $+1$ в аналогичных переходах спин $S_{\bar{\nu}}$ направлен против магнитного поля и, следовательно, импульс $\tilde{\nu}$ также направлен против магнитного поля.

Отметим, что по существу правильная картина асимметрии нейтринного излучения $\sim (H\rho_{\nu})$ была дана еще в пионерских работах по исследованию бета-распада нейтрона в сильном магнитном поле (Коровина, 1964; Тернов и др., 1965).

Численные расчеты зависимости \bar{k}_1 от указанных выше параметров приведены на рис. 2. Максимальное значение параметра асимметрии оказывается таким, что потоки нейтрино, испускаемые по и против направления магнитного поля, отличаются лишь на 20%.

Весьма важно подчеркнуть, что корреляции $(H\rho_{\nu})$ во всех реакциях (1) приводят к асимметрии одного знака: и в тех и в других случаях преобладающим является вылет нейтрино (антинейтрино) против направления магнитного поля.

Проекция суммарного импульса нейтрино на направление магнитного поля составляет величину $J_{\Sigma} = (\bar{k}/3)\bar{p}_v N$, где \bar{p}_v — средний импульс, уносимый нейтрино, N — полное число частиц, испускаемых по всем направлениям.

Как известно, непрозрачность ядра звезды по отношению к нейтринному излучению во время коллапса возникает по мере увеличения плотности (Надежин, 1978), поэтому излучение нейтрино на бесконечность в дальнейшем происходит из нейтринной фотосферы. Будем считать, что таким образом излучается энергия порядка $0,1 Mc^2$, где M — полная масса звезды. Предположим также, что сферическая симметрия коллапсирующей звезды сохраняется.

Максимальная скорость, которую может приобрести звезда в результате отдачи, оказывается равной

$$v = -0.1 c (\bar{k}/3),$$

причем скорость движения пульсара в этом случае будет направлена по направлению магнитного поля. Наблюдаемые скорости движения пульсаров порядка 100 км/с могут быть объяснены асимметрией нейтринного излучения, если выполняется равенство $\mu^2 = 20 (H/H_c)$. Из этого выражения видно, что если значения температуры и химического потенциала электронного газа звезды на стадии коллапса находятся в интервале $T_9 = 30 \div 40$, $\mu = (3 \div 4) \Phi$, что является достаточно характерным для коллапсирующего ядра массивной звезды (Имшенник и др., 1967), то необходимы интенсивности магнитных полей до $10^{14} - 10^{15}$ Гс. Существование магнитных полей такой напряженности предсказывается на основе анализа данных по значениям магнитных моментов рентгеновских пульсаров (Липунов, 1982). Отметим, что изученный нами случай однородного магнитного поля будет давать хорошее приближение для общепринятой модели, описывающей магнитное поле звезды как поле магнитного диполя. Укажем только, что, вообще говоря, при этом угол между осью вращения и осью магнитного диполя должен быть достаточно мал.

В заключение перечислим краткие выводы проведенного исследования: 1) показано, что основной вклад в асимметрию нейтринного излучения в урка-процессах дают переходы Гамова — Теллера; 2) в области релятивистских значений химического потенциала и температур, типичных для оценки ситуации при коллапсе, коэффициенты асимметрии излучения v и \bar{v} определяются формулой (10); 3) направления преимущественного вылета v и \bar{v} совпадают друг с другом и антипараллельны направлению магнитного поля.

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. Кардашеву, В. Б. Брагинскому, В. Г. Горбачкову, В. С. Имшеннику, Д. К. Надежину, В. А. Грибову, В. М. Липунову и Д. Г. Яковлеву за плодотворные обсуждения.

- Бирн (Burgin J.). J. Phys., 1984, v. 45, СЗ, p. 31.
- Зельдович Я. Б., Блииников С. И. и Шакура Н. И. Физические основы строения и эволюции звезд. М.: Изд-во МГУ, 1981.
- Иванов М. А. и Шульман Г. А. Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 537.
- Имшенник В. С., Надежин Д. К. и Пинаев В. С. Астрон. журн., 1966, т. 43, с. 1215; 1967, т. 44, с. 768.
- Коровина Л. И. Изв. вузов. Сер. Физика, 1964, № 6, с. 86.
- Ли Ц. и Ву Ц. Слабые взаимодействия. М.: Мир, 1968.
- Липунов В. М. Астрон. журн., 1982, т. 59, с. 888.
- Лоскутов Ю. М. Препринты № 4, 5. М.: МГУ, физ. фак., 1984.
- Надежин Д. К. Astrophys. and Space Sci., 1978, v. 53, p. 131.
- Надежин Д. К. и Чечеткин В. М. Астрон. журн., 1969, т. 46, с. 270.
- Родионов В. Н., Тернов И. М. и Дорофеев О. Ф. Препринт № 22. М.: МГУ, физ. фак., 1983.
- Тернов И. М., Лысов Б. А. и Коровина Л. И. Вестн. МГУ. Сер. Физ. и астрон., 1965, № 5, с. 58.
- Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г. и Студеникин А. И. Ядер. физика, 1978, т. 28, с. 1454.
- Тернов И. М., Халилов В. Р. и Родионов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М.: Наука, 1982.
- Чугай Н. Н. Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 210.
- Шкловский И. С. В кн.: Астрофизика и космическая физика/Ред. Сюняев Р. А. М., 1982, с. 186.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
28 мая 1984 г.
После доработки
7 декабря 1984 г.