АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6—728

О ПОГЛОЩЕНИИ НЕЙТРИНО В НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ

В. В. СКОБЕЛЕВ

Поступила 27 июля 1988
Принята к печати 12 марта 1989

Определена длина пробега нейтрино в вырожденном релятивистском ферми-газе электронов и нейтронов. Указано, что взаимодействие с нейтронным компонентом приводит к подавлению жесткого нейтринного излучения нейтронных звезд.

По существующим представлениям, нейтринное излучение сколлапсированных объектов типа нейтронных звезд, доминирующее на ранних стадиях эволюции [1], является неравновесным из-за малого поглощения. Вообще говоря, данное обстоятельство неочевидно и требует уточнения. Сложность вопроса заключается как в учете реального химического состава нейтронной звезды, так и в анализе роли температурных эффектов. В веществе нейтронной звезды, наряду с нейтронным компонентом, создаются условия для рождения других сортов частиц [2], включая странные барионы [3]. Однако в собственно нейтронной звезде с плотностью нейтронного компонента $\rho_n \gtrsim 10^{-4}\rho_{кр}$, $\rho_{кр} = 6.1\cdot 10^{15}\ \frac{г}{см^3}$ относительная концентрация электронов и протонов n_e/n_n, n_p/n_n невелика, достигая в минимуме 0.002 [4]. С увеличением плотности ρ_n возможен медленный рост относительной концентрации электронов и протонов [4] и появление примеси μ-мезонов, Δ-барионов и др., становящихся стабильными из-за принципа Паули. Все же в достаточно широком диапазоне плотностей до $\rho_{кр}$ и более нейтронный компонент является определяющим, и при изучении взаимодействия нейтрино с веществом нейтронной звезды большинство авторов делает акцент на νn — взаимодействия. Так, в приближении ферми-газа рассчитывалась длина пробега нейтрино относительно реакции $\nu n \to \nu n$ с учетом температурных эффектов [5—7], а в приближении ферми-жидкости — в модели квазичастичного nn — взаимодействия [8] и в реалистической форме нуклон-нуклонного взаимодействия [1]. Было отмечено, что учет нуклон-нуклонного взаимодействия существенно не изменяет длины пробега в рассматриваемой реакции, а температурные эффекты имеют порядок $(T/T_0)^3$, где $T_0 = 5\cdot 10^{10}$ K [1]. Поэтому с достаточно хорошей точностью можно ограничиться моделью невзаимодействующего ферми-газа нейтронов, взятого при нулевой температуре и вырожденного до релятивистских значений энергии Ферми [4]. При этом следует учесть, что процессы типа $\nu n \to pe^-$ (как и β — распад нейтрона $n \to pe^- \bar{\nu}$) существенно подавлены для энергий нейтрино $k_0 \lesssim m_e$ при релятивистских значениях энергии Ферми для электронов. Наиболее последовательное изучение процесса $\nu n \to \nu n$ (и аналогичного ему $\nu\cdot e^- \to \nu\cdot e^-$) было проведено в работе [5]. Полученный точный результат для физических характеристик процесса, в том числе и в случае полностью вырожденного ферми-газа, содержит тройные интегралы и выглядит неоправданно громоздким, что осложняет его анализ. Причиной затруднений математического характера в указанной работе и в других исследованиях на эту тему является неинвариантный способ вычисления интегралов по фазовому объему. В предлагаемой заметке мы сводим интегралы к инвариантным, что, как известно, значительно упрощает расчеты. Полученный точный результат для длины пробега нейтрино относительно частичного поглощения в реакциях $\nu n \to \nu n$, $\nu e^- \to \nu e^-$ в полностью вырожденном электронном или нейтронном газе является достаточно компактным и содержит двойной интеграл. Это позволяет довести вычисления до конца для важного случая $k_0 \ll m$, p_f (p_f — импульс на уровне Ферми), причем газ необязательно релятивистский. В случае $V_f \to 1$ (V_f — скорость на уровне Ферми) соответствующий результат совпадает с [5]. Указано, что основную роль играет взаимодействие с вырожденным газом нейтронов. Обобщение развитой методики для нетривиального теплового распределения представляется очевидным.

Эффективный лагранжиан взаимодействия в контактном приближении модели Вайнберга-Салама записывается в виде (масса нейтрино считается равной нулю)

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}}[\overline{\Psi}\gamma^\alpha(C_V + C_A\gamma^5)\Psi][\overline{\Psi}_\nu\gamma_\alpha(1+\gamma^5)\Psi_\nu], \tag{1}$$

где G — постоянная Ферми, а для вершины ($\nu\nu ee$) структурные константы различных типов нейтрино равны

$$C_V^{(e)} = \frac{1}{2} + 2\sin^2\Theta_W, \quad C_A^{(e)} = \frac{1}{2}, \tag{2}$$
$$C^{(\mu)} = C^{(\tau)} = C^{(e)} - 1,$$
$$\sin^2\Theta_W \simeq 0.23.$$

Вершине ($\nu\nu nn$) соответствует лагранжиан такого же вида [1, 9], причем $C^{(e)} = C^{(\mu)} = C^{(\tau)}$ со значениями порядка единицы.

Получаемая обычными методами вероятность поглощения в единицу времени в одном акте рассеяния имеет вид

$$W = \frac{G^2}{\pi^2 p_0 k_0 V} F[(C_V + C_A)^2 (kp)^2 +$$

$$+ (C_V - C_A)^2 (kp')^2 - m^2 (kk')(C_V^2 - C_A^2)], \tag{3}$$

где k и p — импульсы начальных нейтрино и электрона (или нейтрона), k' и p' — конечных, V — нормировочный объем, а оператор F определяется соотношением

$$F[A] = \iint\limits_{(\Gamma)} \frac{d^3 p'}{2p'_0} \frac{d^3 k'}{2k'_0} \delta(q - k' - p') A, \tag{4}$$

$$q = k + p,$$

с областью интегрирования

$$\Gamma = \{ |\vec{P}'| \geqslant p_f \},$$

$p_f = (3\pi^2 c)^{1/3}$ — импульс на уровне Ферми, c — концентрация электронов (нейтронов). Введем единичный времениподобный вектор n, $n^2 = 1$, компоненты которого в „системе покоя звезды“ $n = (1, 0)$. Тогда условие на область может быть записано в инвариантной форме

$$(np') \geqslant E_f, \quad E_f = (m^2 + p_f^2)^{1/2}.$$

При произвольном распределении фиксированная область Γ отсутствует, а в подынтегральное выражение (4) должна быть введена функция распределения по энергиям $1 - f(E')$ с заменой на $1 - f(np')$, что также оставляет интегралы инвариантными.

Вычисление необходимых инвариантных интегралов приводит к результатам

$$F[1] = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{q^2 - m^2}{q^2} f_1(a), \tag{5}$$

$$F[p'_\mu] = \frac{\pi}{8} \frac{q^4 - m^4}{q^4} f_1(a) q_\mu - \frac{\pi}{16} \frac{(nq)}{\sqrt{(nq)^2 - q^2}} \cdot \frac{(q^2 - m^2)^2}{q^4} \times$$

$$\times f_2(a) \left[q_\mu - \frac{q^2}{nq} n_\mu \right], \tag{6}$$

$$F[p'_\mu p'_\nu] = A_1 q_\mu q_\nu + A_2 n_\mu n_\nu + A_3 (q_\mu n_\nu + q_\nu n_\mu) + A_4 g_{\mu\nu}, \tag{7}$$

$$A_1 = \frac{\pi}{12}\cdot\frac{q^2-m^2}{q^6}(q^4+q^2m^2+m^4)f_1(a)+\frac{\pi}{48}\cdot\frac{(q^2-m^2)^2}{q^6[(nq)^2-q^2]^{3/2}}\times$$

$$\times\left\{(nq)(q^2+m^2)\left[\frac{7}{2}q^2-2(nq)^2\right]-q^2E_f[q^2+2(nq)^2]\right\}f_2(a), \quad (7а)$$

$$A_2 = \frac{\pi}{32}\frac{(q^2-m^2)^3}{q^2[(nq)^2-q^2]}af_2(a), \quad (7б)$$

$$A_3 = \frac{\pi}{32}\frac{(q^2-m^2)^2}{q^2[(nq)^2-q^2]^{3/2}}[2E_f(nq)-q^2-m^2]f_2(a), \quad (7в)$$

$$f_1(a) = (1-a)\theta(a-1)+(1+a)\theta(1+a), \quad (8)$$

$$f_2(a) = (a^2-1)[\theta(a+1)-\theta(a-1)], \quad (8а)$$

$$a = [(nq)(q^2+m^2)-2q^2E_f]/[(q^2-m^2)\sqrt{(nq)^2-q^2}]. \quad (8б)$$

Здесь $\theta(x)$ — ступенчатая функция, коэффициент A_4 не дает вклада в (3) и не приводится.

Обратная длина пробега в вырожденном ферми-газе получается из (3) с учетом формул (5)—(8) интегрированием по плотности состояний начальных электронов (нейтронов) с переходом в систему покоя звезды (последнее сводится к замене $(nq)\to q_0$, $(np)\to p_0$, $[(nq)^2-q^2]^{1/2}\to|\vec q|$)

$$l^{-1} = \frac{G^2}{4\pi^3k_0}\left\langle\int_0^{p_f}\frac{\vec P^2 d|\vec P|}{\sqrt{m^2+\vec P^2}}\cdot\frac{q^2-m^2}{q^2}\left\{[(C_V+C_A)^2(kp)^2+\right.\right.$$

$$+m^4(C_V^2-C_A^2)]f_1(a)-m^2(C_V^2-C_A^2)\times$$

$$\times\left[\frac{q^2+m^2}{2q^2}(pq)f_1(a)-\frac{q_0(q^2-m^2)}{4|\vec q|q^2}\left(pq-q^2\frac{p_0}{q_0}\right)f_2(a)\right]+$$

$$+(C_V-C_A)^2\left[\frac{(kq)^2}{3q^4}(q^4+q^2m^2+m^4)f_1(a)+\frac{(kq)^2(q^2-m^2)}{12q^4|\vec q|^3}\times\right.$$

$$\times\left(\frac{1}{2}q_0(3q_0^2-7\vec q^2)(q^2+m^2)-E_fq^2(q^2+2q_0^2)\right)f_2(a)+$$

$$\left.\left.\left.+\frac{k_0^2(q^2-m^2)^2}{8\vec q^2}af_2(a)+\frac{k_0(kq)}{4|\vec q|^3}(q^2-m^2)(2q_0E_f-q^2-m^2)f_2(a)\right]\right\}\right\rangle, \quad (9)$$

где операция $\langle\ \rangle$ означает усреднение по направлениям импульса, причем интегрирование по азимутальному углу $\vec P$ при выборе сферической оси по $\vec k$ тривиально. Значение a в указанной системе записывается в виде

$$a = \frac{q_0(q^2 + m^2) - 2q^2 E_f}{(q^2 - m^2)|\vec{q}|}. \tag{9a}$$

Нижний предел интегрирования по $|\vec{P}|$ фактически обрезается θ-функциями и зависит от угла α между импульсами начальных нейтрино и электрона (нейтрона).

Аналитическое вычисление остающегося двойного интеграла в (9) в общем случае произвольных энергий нейтрино не представляется возможным. Рассмотрим реалистический случай $\omega \equiv k_0 \ll m,\ p_f$, вводя новую переменную $\Delta = p_f - |\vec{P}|$, изменяющуюся от 0 до Δ_m. Очевидно, $\Delta \ll \Delta_m \sim \omega$, и раскладывая (9a) в ряд по ω, находим

$$a = \frac{1}{p_f}\left[-E_f + \frac{m^2\left(\omega - \Delta\frac{p_f}{E_f}\right)}{\omega\sigma}\right], \tag{10}$$

где $\sigma = E_f - p_f\cos\alpha$. Максимальное значение $a = 1$ достигается при $\Delta = 0$, $\cos\alpha = 1$, и, следовательно, вклад в (9) в этом случае дают лишь члены, пропорциональные $\theta(1 + a)$. Из условия $\min(a) = -1$ находим верхний предел интегрирования по Δ

$$\Delta_m = \omega\frac{E_f}{p_f}\left(1 - \frac{E_f - p_f}{m^2}\sigma\right). \tag{11}$$

Удерживая в (9) лишь первую неисчезающую степень ω и интегрируя по Δ, имеем

$$l^{-1} = \frac{G^2\omega^3 p_f m}{6\pi^3}(C_V^2\langle F_V\rangle + C_A^2\langle F_A\rangle), \tag{12}$$

$$F_V = \frac{m^3}{2p_f^3} - 2\frac{m}{V_f p_f^2}\sigma + \frac{3}{mp_f V_f^2}\sigma^2 + \frac{2}{m^3}\left(1 - \frac{1}{V_f^3}\right)\sigma^3 + $$
$$+ \frac{E_f(1 - V_f)^2}{2m^5 V_f}\left(3 + \frac{2}{V_f} + \frac{1}{V_f^2}\right)\sigma^4, \tag{12a}$$

$$F_A = -\frac{m^3}{2p_f^3} + 2\frac{m}{V_f p_f^2}\sigma + \frac{6}{mp_f}\left(1 - \frac{1}{2V_f^2}\right)\sigma^2 +$$
$$+ \frac{2}{m^3}\left(5 - \frac{6}{V_f} + \frac{1}{V_f^3}\right)\sigma^3 + \frac{E_f(1 - V_f)^2}{2mV^5_f}\left(9 - \frac{2}{V_f} - \frac{1}{V_f^2}\right)\sigma^4. \tag{12б}$$

Усредняя по углам, получаем окончательно после некоторых преобразований

$$l^{-1} = \frac{2G^2\omega^3}{15\pi^3}\,\frac{m^2 V_f^2}{(1-V_f^2)^2}\left(\frac{1-V_f}{1+V_f}\right)[C_V^2(2-V_f+V_f^2) + \\ + C_A^2(8-9V_f+3V_f^2)]. \quad (13)$$

При $V_f \to 1$ получающийся результат при переопределении (13) в терминах [5] совпадает с формулой (35а) этой работы.

Основным фактором, определяющим порядок l^{-1} в смысле различия между процессами $\nu e^- \to \nu e^-$ и $\nu n \to \nu n$, является m^2 ($m_n \gg m_e$), и, таким образом, доминирующую роль играет последний процесс, т. е. рассеяние на вырожденных релятивистских нейтронах. Рассмотрим характерную плотность нейтронного компонента $\rho_n \simeq \rho_{кр} = 6.1 \cdot 10^{15}$ г/см^3 со значением импульса Ферми $p_f \simeq 6m_n$ [4]. Элементарный расчет приводит к результату (для удобства введена масса электрона, а не нейтрона)

$$l \simeq (C_V^2 + C_A^2)^{-1}\left(\frac{m_e}{\omega}\right)^3 \cdot 150 \text{ км}. \quad (14)$$

Например, при $C_V^2 = C_A^2 = 1$ длина пробега уменьшается до 10 км для $\omega = 2m_e$ (но $\omega \ll m_n$ в соответствии с принятым приближением (13)). Таким образом, есть основания полагать, что высокоэнергетичный компонент нейтринного излучения $\omega \gtrsim m_e$ будет существенно подавлен вследствие взаимодействия с релятивистским вырожденным газом нейтронов.

ON THE NEUTRINO ABSORPTION IN A NEUTRON STAR

V. V. SKOBELEV

Neutrino path length in a relativistically degenerate electron and neutron Fermi gas is determined. It has been pointed out that the interaction with the neutron component leads to depression of the neutron star's neutrino hard emission.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Haensel, A. J. Jersak*, Astron. and Astrophys., 179, 127, 1987.
2. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
3. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
4. *С. Вейнберг*, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.
5. *D. L. Tubbs, D. N. Schramm*, Astrophys. J., 201, 467, 1975.
6. *W. R. Yuch, J. R. Buchler*, Astrophys. and Space Sci., 41, 221, 1976.
7. *R. F. Sawyer, A. Soni*, Astrophys. J., 230, 859, 1979.
8. *N. Iwamoto, C. J. Pethick*, Phys. Rev., D25, 313, 1982.
9. *В. В. Скобелев*, Ж. эксперим. и теор. физ., 93, 1168, 1987.