

## РОЛЬ ПИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НУКЛОННОЙ СРЕДЕ В ПРОБЛЕМЕ СВЕТИМОСТИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

*Д.Н.Воскресенский, А.В.Сенаторов*

Показано, что в результате последовательного учета коллективных эффектов плотной нуклонной среды светимости единицы объема от модифицированного URCA-процесса и предложенных новых однонуклонных процессов, связанных с наличием в нуклонной среде тепловых возбуждений пионного поля, могут возрасти на несколько порядков. Этого вероятно достаточно для объяснения известных экспериментальных верхних пределов на поверхностные температуры нейтронных звезд.

Недавние наблюдения остатков сверхновых эйнштейновской обсерваторией возродили интерес к проблеме охлаждения нейтронных звезд. Эти наблюдения дают верхние пределы на поверхностные температуры, а в некоторых случаях регистрируют сами поверхностные температуры нейтронных звезд, предполагаемых в остатках сверхновых. Результаты расчетов различных реакций, приводящих к охлаждению нейтронных звезд, сравнение с экспериментом и ссылки на литературу можно найти, например, в обзоре<sup>1</sup> и публикациях<sup>2,3</sup>. Было показано, что для объяснения экспериментальных данных традиционно рассматриваемыми процессами, главный вклад из которых вносит модифицированный URCA-процесс  $n + n \rightarrow n + p + e + \bar{\nu}$ , не хватает двух-трех порядков в светимости<sup>4</sup> и лишь присутствие в широкой области внутри нейтронной звезды пионного конденсата могло бы объяснить расхождение с экспериментом<sup>5</sup>.

В данной статье изучается роль коллективных эффектов нуклонной среды в проблеме светимости нейтронных звезд.

Рассмотрим сначала двухнуклонные процессы. Точное уравнение для амплитуды  $N\bar{N}$ -рассеяния имеет вид<sup>6</sup>

$$\Gamma = \text{Diagram} = \text{Diagram} + \text{Diagram} = \Gamma_1 + \mathcal{T}_1 D_\pi \mathcal{T}_1 , \quad (1)$$

$\Gamma_1$  — амплитуда  $N\bar{N}$ -рассеяния, не имеющая пионного возбуждения в рассматриваемом канале;  $\mathcal{T}_1$  — вершина  $\pi N$ -взаимодействия, не содержащая пионного полюса;  $\Gamma_1, \mathcal{T}_1$  учиты-

вают нуклон-нуклонные корреляции.

$$D_{\pi}^{-1} = \omega^2 - m_{\pi}^2 - k^2 - \Pi(\omega, k), \quad \hbar = c = 1, \quad (2)$$

пропагатор пиона в нуклонной среде.  $\Pi(\omega, k)$  – зависящий от температуры поляризационный оператор пиона <sup>6, 7</sup>.

В изотопически неинвариантной среде нуклонные корреляции, вообще говоря, входят по разному ( $\mathcal{T}_1^{\pi^\pm} \neq \mathcal{T}_1^{\pi^0}$ ) для  $\pi^+$ - ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезонов. Кроме того следует учитывать влияние нуклонных корреляций на вершины слабого взаимодействия. Для сокращения записи в дальнейшем полагаем корреляции одинаковыми для всех процессов и учитываем одним и тем же множителем  $\gamma$ . Локальным блоком  $\Gamma_1$  пренебрежем по сравнению с вкладом смягченного средой однопионного обмена. Учет этого обстоятельства дает изменение результата  $\lesssim 10\%$ . В работе <sup>4</sup> нуклон-нуклонное взаимодействие аппроксимировалось однопионным обменом с вакуумным пионным пропагатором  $D_{vac}^{-1} = \omega^2 - m_{\pi}^2 - k^2$ . Отталкивание на малых расстояниях учитывалось введением обрезания потенциала однопионного обмена. Согласно <sup>4</sup> такая оценка нуклонных корреляций при плотности нейтронного вещества  $\rho \sim \rho_0$  ( $\rho_0$  – плотность атомных ядер) приводит к изменению результата лишь в 0,6 – 0,7 раз. Главное отличие от <sup>4</sup> заключается в использовании нами средового пионного пропагатора вместо свободного.

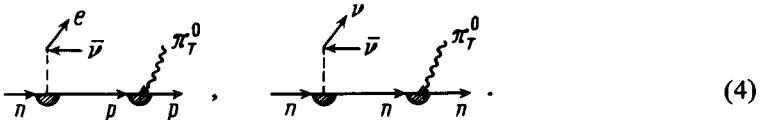
В остальном расчет процессов  $n + n \rightarrow n + p + e + \bar{\nu}$  и  $n + n(p) \rightarrow n + n(p) + \bar{\nu} + \nu$  проводится вполне аналогично тому, как это делалось в <sup>4</sup>. В результате для светимости единицы объема нейтронного вещества имеем : <sup>1)</sup>

$$\epsilon_{URCA} \sim 1,5 \cdot 10^{23} (\rho/\rho_0)^2 \left( \frac{m_n^*}{m_n} \right)^3 \left( \frac{m_p^*}{m_p} \right) T_9^8 \frac{\gamma^6 m_{\pi}^4}{\omega_0^4 (p_F^n)} [\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}] . \quad (3)$$

Здесь  $m_n^*$  и  $m_p^*$  – эффективные массы нейтрона и протона;  $p_F^n$  – импульс ферми-нейтрона;  $T_9 = (T/10^9) \text{ К}$ ;  $\omega_0^2(k) = - D_{\pi}^{-1}(\omega = 0, k)$ . В (3) мы положили  $\omega_0^2$  одинаковым для  $\pi^\pm$  и  $\pi^0$  мезонов. Подставляя  $\omega_0^2 \sim 0,6$ , имеем  $\epsilon_{URCA} \sim 10^2 \epsilon_{URCA}^4$  при  $\rho \sim \rho_0$  и  $\epsilon_{URCA} \sim 10^3 \epsilon_{URCA}^4$  при  $\rho \sim 5\rho_0$ .

Мы рассчитали также светимости процессов, идущих на нейтральных токах. Вклады этих процессов также увеличиваются на два-три порядка, тем не менее они существенно меньше, чем вклад модифицированного URCA- процесса.

Возможны также однонуклонные процессы.



Заштрихованные вершины означают учет нуклонных корреляций. Аналогичные процессы имеются для заряженных пионов. Фазовый объем однонуклонных процессов превышает фазовый объем двухнуклонных. Тем не менее, процессы (4) были бы подавлены в меру экспоненциального фактора  $N \sim \exp(-m_{\pi}/T)$  ( $T \lesssim 0,1 m_{\pi}$ ) при использовании вакуумного пионного пропагатора и ввиду этого не принимались всерьез. В нуклонной среде из-за наличия нетривиальной мнимой части в поляризационном операторе пиона при малых передаваемых частотах экспоненциальная малость в числах заполнения заменяется на степенную <sup>7</sup>.

Здесь приведем светимости процессов (4) с  $\pi^0$ -мезонами. Квадрат матричного элемента <sup>6</sup>, просуммированный по конечным состояниям пионного поля:

$$|M|^2 \sim < i | \varphi^+ \varphi | i > = - 2 \operatorname{Im} D_{\pi}^R \frac{1}{e^{\omega/T} - 1} , \quad (5)$$

<sup>1)</sup> Все светимости приводятся с учетом обратных процессов.

где  $D_\pi^R$  – запаздывающая функция Грина пиона. Используя известные правила диаграммной техники при  $T \neq 0$ , имеем

$$\text{Im}(D_{\pi^0}^R)^{-1} = \frac{f^2 k m_n^{*2}}{2\pi} \gamma^2 T \ln \frac{e^\kappa + 1}{e^\kappa + e^{-\omega/T}}, \quad (6)$$

$$\kappa = \left( \omega + \frac{k^2}{2m_n^{*2}} \right)^2 \frac{m_n^*}{2k^2 T} - \frac{\epsilon_F^n}{T}.$$

С учетом (5), (6) для светимости процессов (4) после вычислений получаем

$$\epsilon_{e\bar{\nu}}^{\pi^0} \sim 7,7 \cdot 10^{22} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \left( \frac{m_n^*}{m_n} \right)^3 \left( \frac{m_p^*}{m_p} \right) \frac{\gamma^6 m_\pi^4}{\omega_0^4 (p_F^n)} T_9^8 \sim \frac{1}{4} \epsilon_{\text{URCA}}, \quad (7)$$

$$\epsilon_{\nu_e \bar{\nu}_e}^{\pi^0} \sim 3 \cdot 10^{22} \left( \frac{m_n^*}{m_n} \right)^4 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \frac{\gamma^6 m_\pi^4}{\omega_0^4 (k_0)} T_9^8 J, \quad J = \frac{5 \omega_0^4 (k_0)}{(2p_F^n)^5} \int_0^{2p_F} \frac{k^4 dk}{\omega_0^4 (k)} \leq 1; \quad (8)$$

$k_0$  соответствует минимуму  $\omega_0^2(k)$ .

Как видно из приведенных выражений светимости одноклонных процессов на  $\pi^0$ -менеzone и URCA-процесса (3) являются величинами одного порядка. Заметим, что хотя вклад в светимость процесса (8) на нейтральном токе несколько меньше чем (7), тем не менее он существенно возрастает при приближении к критической точке пионной конденсации ( $\omega_0^2(k_0) = 0$ ). Светимость  $\epsilon_{\nu\bar{\nu}}^{\pi^0}$  утраивается при учете трех сортов нейтрино  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ .

Мы рассчитали также светимости соответствующих одноклонных процессов с заряженными пионами. Как оказалось, процесс  $n + \pi^- \rightarrow n + e + \bar{\nu}$  может быть существенным лишь на ранней стадии остывания звезды при  $T \sim 10^2 T_9$ , а процесс  $n + \pi^+ \rightarrow p + \nu + \bar{\nu}$  дает меньший вклад.

При плотности нейтронного вещества  $\rho > \rho_c^+$ ,  $\rho_c^\pm$ ,  $\rho_c^0 \sim \rho_0 - 4\rho_0$  могут существовать  $\pi_s^+$ ,  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ -конденсаты<sup>6</sup>. Расчет связанных с ними процессов можно провести аналогично расчету процессов (4) с той лишь разницей, что при этом  $\langle i | \varphi^+ \varphi | i \rangle = a^2 (2\pi)^4 \delta(\omega - \omega_c) \delta(k - k_0)$ , где  $a$  – амплитуда, а  $\omega_c$  – частота пионного конденсата. В результате получаем:

$$\epsilon_{\text{cond}} = 8,8 \cdot 10^{26} \left( \frac{m_N^*}{m_N} \right) \left( \frac{m_n^*}{m_n} \right) \frac{k_0 a^2}{m_\pi^3} T_9^6 \gamma^4 [\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}]. \quad (9)$$

Здесь амплитуда  $a = (a_{\pi^+}, a_{\pi^0}, a_{\pi^\pm})$ , а  $m_N^* = (m_n^*, m_p^*, m_n^*)$  для  $\pi_s^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ -конденсатов соответственно. В последнем случае с оговоркой на некоторое различие в исходных моделях наш результат согласуется с полученным ранее в работе<sup>5</sup>. Полагая для оценки  $\rho \sim 3\rho_0$ ,  $a^2 \sim 0,1 m_\pi^2$ ,  $k_0 \sim 3m_\pi$ , из (3), (6), (8) видно, что на ранней стадии остывания нейтронной звезды  $10^2 T_9 \gtrsim T \gtrsim T_9$  процессы (3), (7) могут быть определяющими даже по сравнению с процессами, идущими на пионном конденсате.

Итак вследствие эффектов, связанных с распространением пиона в нуклонной среде уже при  $\rho \sim \rho_0 < \rho^{+, \pm, 0}$ ,  $\omega_0^2 \sim m_\pi^2$  светимость нейтронной звезды может увеличиться в общей сложности на несколько порядков. Этого в принципе достаточно для объяснения, полученных к настоящему времени экспериментальных данных эйнштейновской обсерватории за счет быстрого остывания нейтронных звезд, возникающих в остатках сверхновых. При увеличении плотности  $\rho$  нуклонного вещества вследствие увеличения мягкости пионной моды (уменьшение  $\omega_0^2$ ) полученные нами светимости единицы объема

еще возрастают. Поэтому и дальнейшее понижение экспериментальных верхних пределов на поверхностные температуры некоторых нейтронных звезд можно было бы связать с более сильным смягчением пионной моды либо, наконец, с пионной конденсацией во внутренних областях этих нейтронных звезд. Следует однако отметить, что для решения полной задачи о времени охлаждения нейтронных звезд еще надо учесть следующие эффекты:

1) уменьшение длины свободного пробега нейтрино вследствие роста матричных элементов изученных реакций, 2) увеличение теплоемкости из-за дополнительного вклада "мягких" пионов. Эти эффекты вместе с возможной сверхтекучестью нуклонов, ведущие к некоторому замедлению охлаждению нейтронных звезд будут рассмотрены в более подробной статье.

#### Литература

1. *Tsuruta S. Phys. Rep., 1979, 56, 238.*
2. *Nomoto N., Tsuruta S. Astroph. J., 1981, 250, L19.*
3. *Duncan R.C., Shapiro S.D., Wasserman I. Astroph. J., 1983, 275, 858.*
4. *Friman B.L., Maxwell O.V. Astroph. J., 1979, 232, 541.*
5. *Maxwell O.V., Brown G.E., Campbell D.K., at al. Astroph. J., 1977, 216, 77.*
6. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
7. Воскресенский Д.Н., Мишустин И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 486; 1981, 34, 317; ЯФ, 1982, 35, 1139.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию  
20 сентября 1984 г.