

ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ТОМ 90, ВЫПУСК 5

МАЙ, 1986

ОСНОВАН В 1873 ГОДУ

ВЫХОДИТ 12 РАЗ В ГОД

МОСКВА

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО НЕЙТРОННЫМИ ЗВЕЗДАМИ

Д. Н. Воскресенский, А. В. Сенаторов

Продемонстрирована важность учета коллективных эффектов нуклонной среды в проблеме светимости нейтронных звезд. Введены новые процессы: нерезонансные, сводимые к двухнуклонным, но с учетом многократного рассеяния в промежуточных состояниях, и резонансные, связанные с коллективными колебаниями среды, такими, как спиновый звук и пионный конденсат. В приближении низких температур $T \ll \varepsilon_F^p \sim 5(\rho/\rho_0)^{1/3}$ МэВ, где ρ_0 — плотность атомного ядра, рассчитан вклад в светимость всех наиболее существенных процессов. Результирующая светимость сильно зависит от средней плотности нуклонного вещества ρ и при увеличении ρ значительно превышает оценки предыдущих работ, не учитывавших коллективных эффектов. Поэтому нейтронные звезды, имеющие большую среднюю плотность (массу), излучают нейтрино намного интенсивнее, чем имеющие меньшую плотность (массу). Это открывает возможность объяснить низкие экспериментальные пределы на поверхностные температуры некоторых нейтронных звезд в предположении их существования в остатках молодых сверхновых, не привлекая гипотезы пионной конденсации. Вычислены длины свободного пробега нейтрино в различных прямых процессах. Минимальная длина свободного пробега нейтрино сравнивается с радиусом звезды ~ 10 км при температуре $T \approx T_{op} \ll \varepsilon_F^p$. Понижение T_{op} по сравнению с предыдущими оценками приводит к задержке нейтрино в нейтронной звезде в первые минуты ее жизни. Обсуждаются экспериментальные следствия полученных результатов.

1. Введение

Согласно современным представлениям, нейтронные звезды формируются при коллапсе очень массивных звезд после вспышек сверхновых [1, 2]. Характерное значение массы нейтронной звезды $M \sim M_\odot$, где M_\odot — масса Солнца, при радиусе $R \sim 10$ км. В ходе коллапса нейтронная звезда нагревается до температуры $T \sim 10$ МэВ $\approx 1,16 \cdot 10^{11}$ К, после чего она остывает, излучая нейтрино и фотоны.

Первые расчеты различных процессов, вносящих вклад в охлаждение нейтронных звезд, были проведены в 1965 г. [3, 4]. В то время они имели в основном академический интерес. Ситуация кардинально изменилась в связи с возникшей в последнее время уникальной возможностью проведения экспериментов в космосе.

Эйнштейновской обсерваторией было зарегистрировано мягкое не пульсирующее излучение от источников в центрах четырех остатков сверхновых. Из этих наблюдений были оценены поверхностные температуры соответствующих нейтронных звезд в предположении, что все излучение тепловое. Кроме того, были получены десятки верхних пределов на поверхностные температуры нейтронных звезд T_s^{max} в предположении их образования во вспышках молодых сверхновых [5]. Возникла новая, быстро прогрессирующая экспериментальная область, в которой можно ожидать захватывающих результатов, касающихся регистраций центральных источников и понижения значений верхних поверхностных температур нейтронных звезд, предполагаемых в остатках сверхновых.

Анализ теоретических расчетов различных реакций, приводящих к охлаждению нейтронных звезд, сопоставление их с экспериментальными данными и ссылки на литературу можно найти, например, в обзоре [6], а также в более поздних публикациях [7, 8].

В результате изучения различных реакций был разработан определенный сценарий охлаждения нейтронной звезды, согласно которому при температуре внутренней области звезды $T_{in} \gtrsim 10^9$ К главный вклад в охлаждение вносит нейтринное излучение этой внутренней области с плотностью $\rho \gtrsim 10^{14}$ г/см³, определяемое в основном модифицированным Урка-процессом $nn \rightarrow n\bar{p}e\bar{\nu}$ ($T_s \sim 10^{-2} - 10^{-3} T_{in}$ [9]). Обычный β -распад нейтрона $n \rightarrow p\bar{e}\bar{\nu}$ сильно подавлен из-за трудности выполнения закона сохранения импульса (импульсы Ферми протона и электрона $p_{Fp} \approx p_{Fe} \approx 85 (\rho/\rho_0)^{1/3}$ МэВ/с, где $\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14}$ г/см³ — плотность атомного ядра, импульс Ферми нейтрона $p_{Fn} \approx 340 (\rho/\rho_0)^{1/3}$ МэВ/с, $cq \sim T \lesssim 10$ МэВ). Поэтому требуется вторая частица для обеспечения закона сохранения импульса. При понижении температуры в процессе охлаждения начинают вносить вклад нейтрино коры [10], а затем фотоны.

Расчеты охлаждения нейтронных звезд проводились при различных предполагаемых сценариях. Вводились различные уравнения состояния, делались предположения о наличии либо отсутствии нейтронной и протонной сверхтекучести, о магнитном поле, варьировались недостаточно хорошо известные значения физических параметров и т. д. Как оказалось, результирующие светимости сильно зависят от принятых допущений о внутренней структуре нейтронных звезд и от произвола в выборе физических параметров. Тем не менее было показано, что при любых выбранных предположениях об уравнении состояния, наличии либо отсутствии сверхтекучести, величине и радиальной зависимости магнитного поля и т. д. низкие экспериментальные верхние пределы на поверхностные температуры некоторых нейтронных звезд невозможно объяснить с помощью традиционно рассматриваемых процессов.

Если бы во внутренних областях нейтронных звезд имелись в достаточном количестве ($\rho_n \sim \rho_0$) свободные пионы, то в результате реакции $n\pi^- \rightarrow n\bar{e}\bar{\nu}$ нейтронные звезды могли бы охлаждаться намного быстрее, чем давал модифицированный Урка-процесс [3]. Однако для наличия примеси свободных пионов в веществе нейтронных звезд не было никаких оснований. Действительно, при характерной плотности нейтронного вещества $\rho \sim \rho_0$ химический потенциал нейтрона $\mu_n \sim 60$ МэВ и рождение пионов с энергией $\gtrsim m_\pi \approx 140$ МэВ подавлено в меру экспоненциального фактора $\sim e^{-80/T}$ (здесь T дано в МэВ). Интерес к такого рода процессам возродился в связи с гипотезой пионной конденсации в плотном нейтронном веществе [11, 12]. Тогда роль свободного пиона в реакции $n\pi^- \rightarrow n\bar{e}\bar{\nu}$ мог бы играть конденсатный пион. При этом соответствующая удельная светимость (светимость единицы объема) оказывается величиной того же порядка, как если бы пион был свободным [13]. Тем не менее высказывались сомнения, связанные с тем, что, во-первых, пионный конденсат может и не развиться в веществе нейтронной звезды, если центральная плотность окажется меньше критической для пионной конденсации, варьируемой в

интервале $\rho_c \sim \rho_0 - 4\rho_0$ в зависимости от выбранных параметров; во-вторых, в некоторых моделях с сильными нуклон-нуклонными корреляциями, подавляющими как вершину πNN -взаимодействия, так и πNN_{33}^* -вершину, пионный конденсат вообще не возникает [14].

В качестве процессов, приводящих к быстрому охлаждению, предлагались также процессы $d \rightarrow ue\bar{\nu}$, $ue \rightarrow d\bar{\nu}$, идущие на up- и down-кварках [15]. Однако более детальное рассмотрение [8] показало, что соответствующие реакции дают существенно меньший вклад, чем π -конденсатный процесс. Таким образом, оставалось заключить, что либо в нейтронных звездах имеется пионный конденсат, либо нейтронные звезды отсутствуют в тех остатках сверхновых, в которых значения T_s^{max} являются достаточно низкими. Последнее, однако, трудно согласовать с экспериментальными данными о частоте вспышек сверхновых и образования пульсаров в Галактике [16], а также с успешным описанием данных о сбоях периодов пульсаров, требующим очень низких температур этих объектов [17].

Все упомянутые выше работы основывались на предположении о том, что длина свободного пробега нейтрино больше размеров системы. Только в этом случае можно пренебречь эффектами поглощения нейтрино. В работах [18, 19] было показано, что на ранней стадии охлаждения, т. е. при сравнительно высоких температурах, длина свободного пробега нейтрино существенно меньше размера нейтронной звезды и звезда светит как черное тело. Однако это происходит в течение первых минут (в отсутствие пионного конденсата) либо часов (если есть пионный конденсат) с момента образования нейтронной звезды. Затем по мере охлаждения длина свободного пробега нейтрино становится больше размера системы и в течение всей последующей эволюции излучение неравновесное. Для сопоставления с экспериментальными значениями поверхностных температур нейтронных звезд, которые возникли после вспышек сверхновых, происшедших много лет назад, эти модификации неважны. Тем не менее они могут быть крайне существенными, например, при рассмотрении возможных пульсаций нейтронных звезд сразу после их образования¹⁾, а также при описании срыва оболочек сверхновых.

Ввиду важности утверждения о наличии или отсутствии нейтронных звезд во вспышках сверхновых для получения новой информации о структуре нейтронных звезд, проверки гипотезы пионной конденсации в нейтронных звездах, для описания пульсаций нейтронной звезды в начальной стадии ее охлаждения, а также для выяснения роли нейтрино в срыве оболочки сверхновой следовало бы тщательно изучить, все ли возможности исчерпаны для увеличения матричных элементов традиционно рассматриваемых процессов и нет ли других не изученных ранее процессов, могущих привести к быстрому охлаждению нейтронных звезд? Ответу на эти вопросы и посвящена настоящая работа.

Коротко часть результатов изложена в [21]. В следующем разделе вводится необходимый в дальнейшем формализм. Описание NN -взаимодействия строится по теории конечных ферми-систем Мигдала, а слабого взаимодействия — по теории Вайнберга — Салама. В разд. III обсуждаются новые процессы, запрещенные в вакууме, но возможные в нуклонной среде, которые, как будет показано, существенно увеличивают результирующую нейтринную светимость. Описывается приближение, в котором будет вычислена светимость нейтронной звезды. В разд. IV найден вклад нерезонансных процессов в светимость, в разд. V дана оценка светимости резонансных процессов. Найдены светимости реакций на пионном конденсате в предположении его существования. Демонстрируется, что гипотеза пионной конденсации не обязательна для объяснения низких экспериментальных верхних поверхностных температур некоторых нейтронных звезд.

¹⁾ Нейтринные пульсации могли бы быть экспериментально наблюдаемыми, если бы сверхновая вспыхнула в нашей Галактике [20].

В разд. VI найдены длины свободного пробега для изучаемых в работе процессов. Приводятся характерные кривые охлаждения. В разд. VII формулируются нерешенные проблемы.

II. Общий формализм

1. Описание сильного взаимодействия

Уравнение для амплитуды NN -рассеяния имеет вид [12]

$$I = \text{[diagram 1]} = \text{[diagram 2]} + \text{[diagram 3]} = \Gamma_1 + \mathcal{T}_1 D_\pi \mathcal{T}_1, \quad (2.1)$$

где Γ_1 — амплитуда NN -рассеяния, не имеющая пионного возбуждения в рассматриваемом канале, \mathcal{T}_1 — вершина πN -взаимодействия, не содержащая пионного полюса, в Γ_1 и \mathcal{T}_1 включены нуклон-нуклонные корреляции. D_π — пионная функция Грина:

$$D_\pi^{-1} = (\omega_\pi + \mu_\pi)^2 - k^2 - m_\pi^2 - \Pi(k, \omega_\pi, \mu_\pi, T), \quad \hbar = c = 1, \quad (2.2)$$

$D_\pi = (D_{\pi^0}, D_{\pi^+}, D_{\pi^-})$ — для π^0 -, π^+ -, π^- -мезонов, $D_{\pi^-}(\omega_\pi, \mathbf{k}) = D_{\pi^+}(-\omega_\pi, -\mathbf{k})$, m_π — масса, μ_π — химический потенциал, ω_π, \mathbf{k} — частота и импульс пиона, $\Pi(k, \omega_\pi, \mu_\pi, T)$ — зависящий от температуры поляризационный оператор пиона. Он определяется в основном следующими графиками [12, 22–24]:

$$\Pi = \Pi^{MF} + \Pi^F, \quad (2.3)$$

$$\Pi^{MF}(k, \omega_\pi, \mu_\pi, T \ll m_\pi) = \text{[diagram 4]} + \text{[diagram 5]} + \text{[diagram 6]}, \quad (2.4)$$

$$\Pi^F = \text{[diagram 7]} \quad (2.5)$$

В (2.4) первый график соответствует распаду пиона на нуклонную частицу — дырку, второй — на N^* -изобару — нуклонную дырку, третий отвечает за S -волновое рассеяние, а график (2.5) соответствует учету пионных флуктуаций. Заштрихованные вершины означают учет нуклонных корреляций.

В настоящей работе нам не потребуется явный вид поляризационного оператора пиона, поэтому ограничимся сделанными замечаниями. За подробностями отсылаем к работам [12, 23, 24]. Для \mathcal{T}_1 имеется символическое уравнение [12]

$$\mathcal{T}_1 = \text{[diagram 8]} = \text{[diagram 9]} + \text{[diagram 10]} = \mathcal{T}_0 + \mathcal{F}_1 A \mathcal{T}_1. \quad (2.6)$$

Здесь $\mathcal{T}_{0\alpha} = f \sigma \mathbf{k} \tau_\alpha$ — затравочная вершина πNN -взаимодействия, $f \approx m_\pi^{-1}$, \mathcal{F}_1 — локальное взаимодействие квазичастиц в ядерном веществе, которое вводится через константы ядерного вещества следующим образом [12]:

$$dn/d\varepsilon_F|_{p_F=p_0} \mathcal{F}_1 = \{f + f' \tau_1 \tau_2 + (g + g' \tau_1 \tau_2) \sigma_1 \sigma_2\} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2.7)$$

τ_1, τ_2 — изотопические, а σ_1, σ_2 — спиновые матрицы двух нуклонов, p_0 — импульс Ферми при ядерной плотности. Константы f, f', g, g' находятся из сопоставления теоретических и экспериментальных данных,

$$A = -i \int G(p+k) G(p) d^4p / (2\pi)^4 \quad (2.8)$$

— петля фермионов — нуклонов и N_{33}^* -резонансов. Точно так же на петли поправляется и локальное взаимодействие Γ_1 . Из-за зависимости от разных констант, а также разных значений передаваемых импульсов и частот в

разных вершинах факторы нуклон-нуклонных корреляций, вообще говоря, различны для вершин $\pi^\pm np$, $\pi^0 nn$, $NN\bar{N}$.

Поскольку численные значения параметров теории конечных ферми-систем для нейтронной системы неизвестны и ввиду громоздкости записи результатов в общем случае учет нуклонных корреляций в дальнейшем будем проводить схематически, подавляя все вершины одним и тем же множителем $\gamma(\omega, k)$. Этот параметр из-за неопределенностей, связанных с различной трактовкой нуклонных корреляций, может варьироваться в достаточно широких пределах $\gamma \sim 0,3-1$ [12, 25]. Для общего понимания все же укажем, какова структура параметра нуклонных корреляций:

$$\begin{aligned}\gamma_{np}(k, \omega) &\sim [1 + g^- p_F p_0^{-1} \Phi_1(k, \omega_\pi, \mu_\pi)]^{-1}, \\ \gamma_{nn}(k, \omega) &\sim [1 + g^{nn} p_F p_0^{-1} \Phi(k, \omega_\pi)]^{-1},\end{aligned}$$

где

$$\Phi = \Phi_1(k, \omega_\pi) + \Phi_1(-k, -\omega_\pi)$$

— функция Линдхарда, g^- , g^{nn} — константы теории конечных ферми-систем. Отметим, что в реалистической ситуации введения двух констант g^- и g^{nn} недостаточно из-за разного подавления вершин πNN - и πNN^* -взаимодействия [12], а также ввиду зависимости вершин $NN\bar{N}$ -взаимодействия от констант f, f', g, g' .

Для простоты далее мы также будем пренебрегать локальным блоком Γ_1 по сравнению с вкладом смягченного средой одноопионного обмена. При рассматриваемых уплотнениях нейтронного вещества $\rho \sim \rho_0 - 5\rho_0$ и значениях параметров учет Γ_1 приводит к сравнительно умеренному изменению удельных светимостей. (При характерных значениях $|D_\pi^{-1}(\omega_\pi=0, k \sim p_F^n)| \lesssim 1$ и $\gamma \sim 1$ это изменение ничтожно мало и увеличивается до фактора ~ 1 с уменьшением γ до 0,3–0,4.) Обобщение на случай $\Gamma_1 \neq 0$ хотя и трудоемко, но не представляет принципиальных трудностей.

Степень смягчения пионного пропагатора (2.2) в плотной нуклонной среде определяется отличием его от соответствующего вакуумного значения $D_{\pi vac}^{-1} = \omega_\pi^2 - k^2 - m_\pi^2$. Поскольку характерной величиной в (2.2) при $\rho \sim \rho_0 \sim m_\pi^3$ является m_π , а характерные частоты $\omega_\pi \sim T \ll m_\pi$, то в дальнейшем вместо $\text{Re } D_\pi^{-1}$ будет использовано выражение $D_\pi^{-1}(\omega_\pi=0)$. При достаточно больших уплотнениях ядерного вещества, $\rho \gtrsim \rho_0$, $\text{Re } |D_\pi^{-1}(\omega_\pi=0)|$, имеет минимум при $k = k_0 \sim p_F^n$. Поэтому иногда будем пользоваться более простым выражением²⁾

$$\text{Re } |D_\pi^{-1}(\omega_\pi=0)| \approx \tilde{\omega}^2 + \gamma_1 (k^2 - k_0^2)^2 / 4k_0^2. \quad (2.9)$$

Щель $\tilde{\omega}$ находится из самосогласованного уравнения

$$\tilde{\omega}^2 = m_\pi^2 + k^2 + \Pi(k, \omega_\pi=0, T, \tilde{\omega}). \quad (2.10)$$

В предположении малости графика (2.5), отвечающего за пионные флуктуации,

$$\tilde{\omega}^2 \approx \omega_0^2 = m_\pi^2 + k^2 + \Pi^{MF}(k, \omega_\pi=0, T). \quad (2.11)$$

При этом фазовый переход в пионный конденсат происходит при плотности $\rho = \rho_c$, при которой $\omega_0^2(k_0) = 0$ и является фазовым переходом II рода. В действительности $\Pi^F \neq 0$ и π -конденсатный фазовый переход является переходом I рода [26, 22–24], однако при $T \rightarrow 0$ это различие, возможно, не столь существенно по численным причинам [26].

²⁾ Это предположение нам отнюдь не обязательно, но мы будем иногда его придерживаться для демонстрации предельного случая сильного смягчения. Существенным является не явный вид $\text{Re } D_\pi^{-1}$, а степень смягчения.

2. Описание слабого взаимодействия

При описании слабых процессов в модели Вайнберга — Салама используем нерелятивистское выражение для лагранжиана взаимодействия [27].
С участием заряженного тока

$$\mathcal{L}_c = \frac{G}{\sqrt{2}} \chi_p^+ (\delta_{\mu 0} - g_A \delta_{\mu i} \sigma_i) \chi_n l_\mu, \quad (2.12)$$

где χ_n и χ_p^+ — спиноры входящего нейтрона и выходящего протона, $G \approx 1,17 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻² — константа Ферми слабого взаимодействия, $g_A \approx 1,26$ — константа аксиально-векторного взаимодействия,

$$l_\mu = \bar{u}(q_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(q_2), \quad (2.13)$$

— лептонный ток, $q_1 = (\omega_1, q_1)$, $q_2 = (\omega_2, q_2)$ — 4-импульсы лептонов, γ_μ — матрицы Дирака.

С участием нейтральных токов

$$\mathcal{L}_n = -\frac{G}{2^{1/2}} \chi_1^+ (\delta_{\mu 0} - g_A \delta_{\mu i} \sigma_i) \chi_2 l_\mu, \quad (2.14)$$

для нейтронов и для протонов

$$\mathcal{L}_p = \frac{G}{2^{1/2}} \chi_1^+ (c_V \delta_{\mu 0} - g_A \delta_{\mu i} \sigma_i) \chi_2 l_\mu,$$

$$c_V = 1 - 4 \sin^2 \theta_w, \quad \sin^2 \theta_w \approx 0,23. \quad (2.15)$$

Функция Грина нуклона

$$G_N = (E - p^2/2m_N^* + \mu_N)^{-1}, \quad (2.16)$$

где E , p — энергия и импульс, а μ_N — химический потенциал нуклона, m_N^* — эффективная масса. С точностью до малых добавок, связанных с большой нуклонной массой,

$$G(E + \omega) = \pm (\omega + \Delta\mu)^{-1}. \quad (2.17)$$

Здесь ω — суммарная энергия, уносимая лептонами, $\Delta\mu = 0$ для процессов на нейтральных токах (2.14), (2.15); $\Delta\mu = \mu_n - \mu_p$, где индексы n и p относятся соответственно к нейтронам и протонам, для процессов на заряженных токах (2.12). Знак «+» соответствует случаю, когда слабый процесс происходит на выходящем нуклоне, а «-» — соответственно на входящем.

III. Резонансные и нерезонансные реакции

Как уже говорилось во Введении, обычный β -распад нейтрона $n \rightarrow p e \bar{\nu}$ подавлен при характерных энергиях и импульсах нейтрино, $\omega_\nu \sim q_\nu \sim T$, из-за трудности выполнения закона сохранения импульса. Поэтому требуется дополнительная частица, которая могла бы привести добавочный импульс $\sim p_F^n$. Даже в наиболее благоприятном случае, когда в качестве таких дополнительных частиц, изображенных на рис. 1 волнистыми линиями, берутся свободные пионы, эти процессы все равно подавлены из-за отсутствия последних в веществе нейтронной звезды. Поэтому в предыдущих работах, посвященных проблеме светимости нейтронных звезд, однонуклонные процессы рис. 1 всерьез не принимались. В нуклонной же среде такие процессы могут протекать существенно по-другому. Действительно, в среде кроме сравнительно высоколежащей пионной ветви возбуждений, которая при уменьшении плотности ρ переходит в вакуумную $\omega_\pi^{vac} = (m_\pi^2 + k^2)^{1/2}$, имеются также низколежащие ветви возбуждений. Для

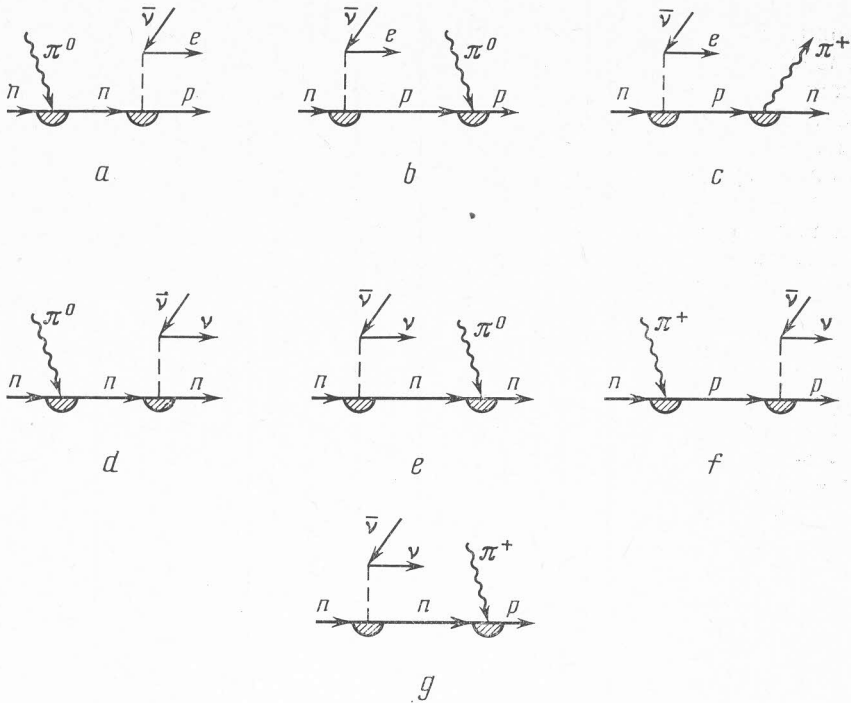


Рис. 1. Диаграммы одноклонных процессов. Сплошные линии указывают нуклоны и лептоны, как отмечено на рисунке. Штриховые линии указывают слабое взаимодействие. Волнистая линия отвечает средовому пиону (отмечено на рисунке) либо кванту локального NN -взаимодействия. В присутствии пионного конденсата волнистая линия должна быть заменена на внешнее π -конденсатное поле. Заштрихованный блок учитывает нуклон-нуклонные корреляции

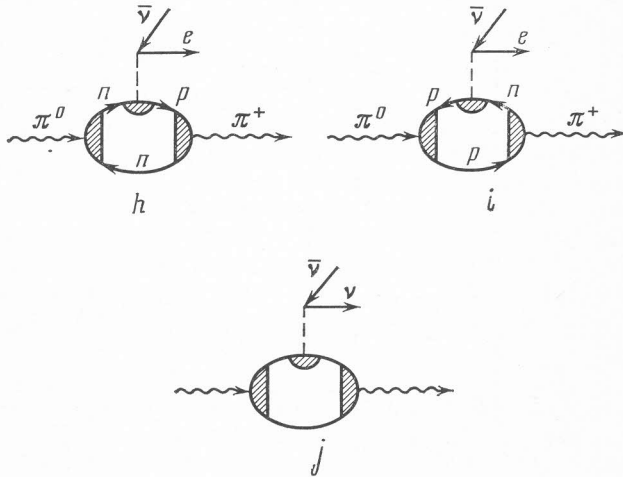


Рис. 2. Диаграммы однопионных реакций. Волнистые линии соответствуют средовым пионам (отмечено на рисунке) или квантам локального взаимодействия. Другие обозначения такие же, как на рис. 1

пионов таковыми являются спин-изоспиновые возбуждения. Для π^0 -мезонов низколежащая спин-изоспиновая ветвь имеет асимптотику $\omega \approx s_0 k v_F^N$, $k \rightarrow 0$, т.е. соответствует спин-изоспиновому звуку. Для заряженных π^+ -мезонов в нейтронной среде низколежащая ветвь возбуждений возникает только при достаточно большой плотности среды $\rho > \rho_c^+ \sim \rho_0$. При этом $\omega_{\pi^+} < -\mu_n$ и небольшая примесь протонов в веществе нейтронной звезды

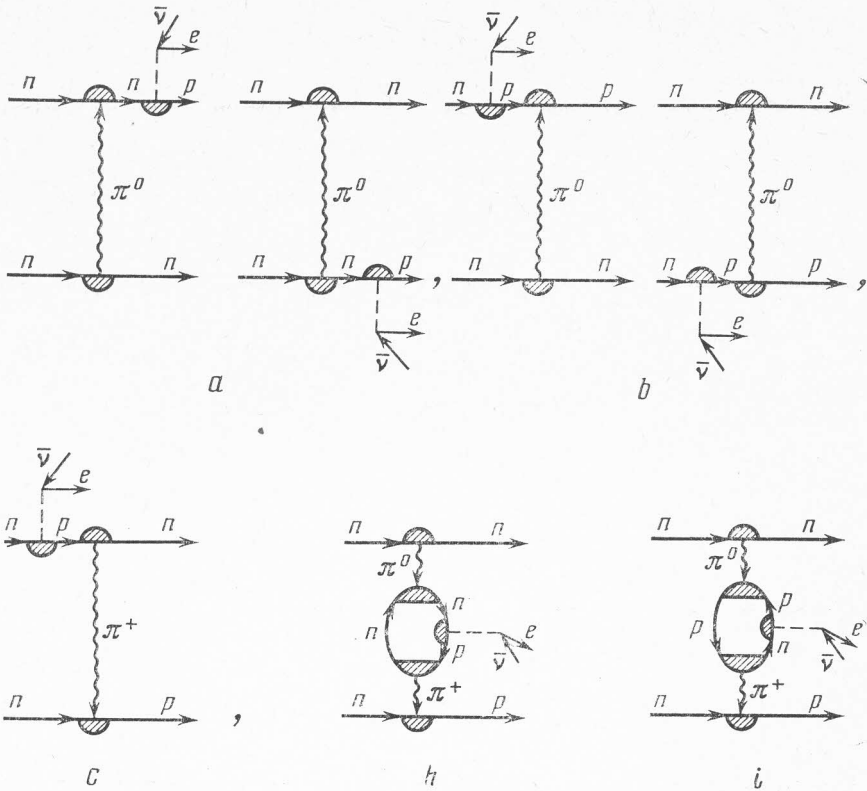


Рис. 3. Диаграммы процесса $nn \rightarrow npe\bar{\nu}$ (обобщенный Урка-процесс). Волнистая линия отвечает нуклон-нуклонному взаимодействию. Другие обозначения такие же, как на рис. 1

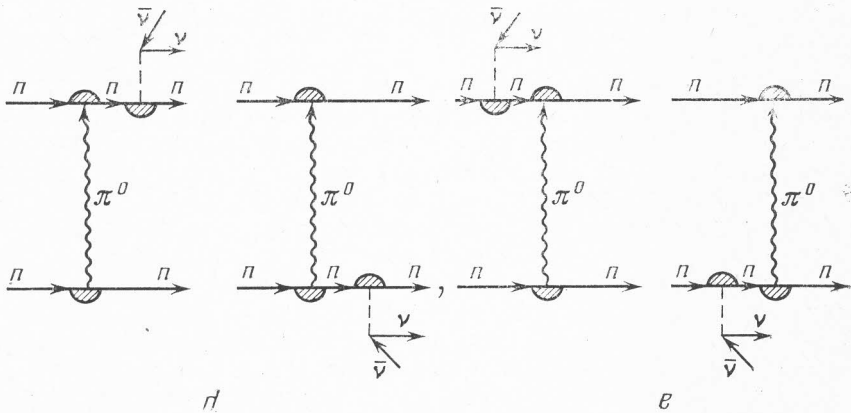


Рис. 4. Диаграммы процесса $nn \rightarrow npe\bar{\nu}$. Обозначения такие же, как на рис. 3

Двухнуклонные реакции, вносящие вклад в результирующую нейтринную светимость, изображены на рис. 3–5. Группа диаграмм, изображенных на рис. 3, соответствует процессу $nn \rightarrow npe\bar{\nu}$ с заряженными слабыми токами и может быть названа обобщенным Урка-процессом по аналогии с использованным ранее названием. На рис. 4, 5 изображены диаграммы процессов $nn \rightarrow npe\bar{\nu}$ и $pr \rightarrow pr\nu\bar{\nu}$ с нейтральными токами.

Ранее двухнуклонные реакции изучались во многих работах, наиболее детальная из которых [27]. В ней было показано, что главный вклад в удельную светимость вносит модифицированный Урка-процесс $nn \rightarrow npe\bar{\nu}$.

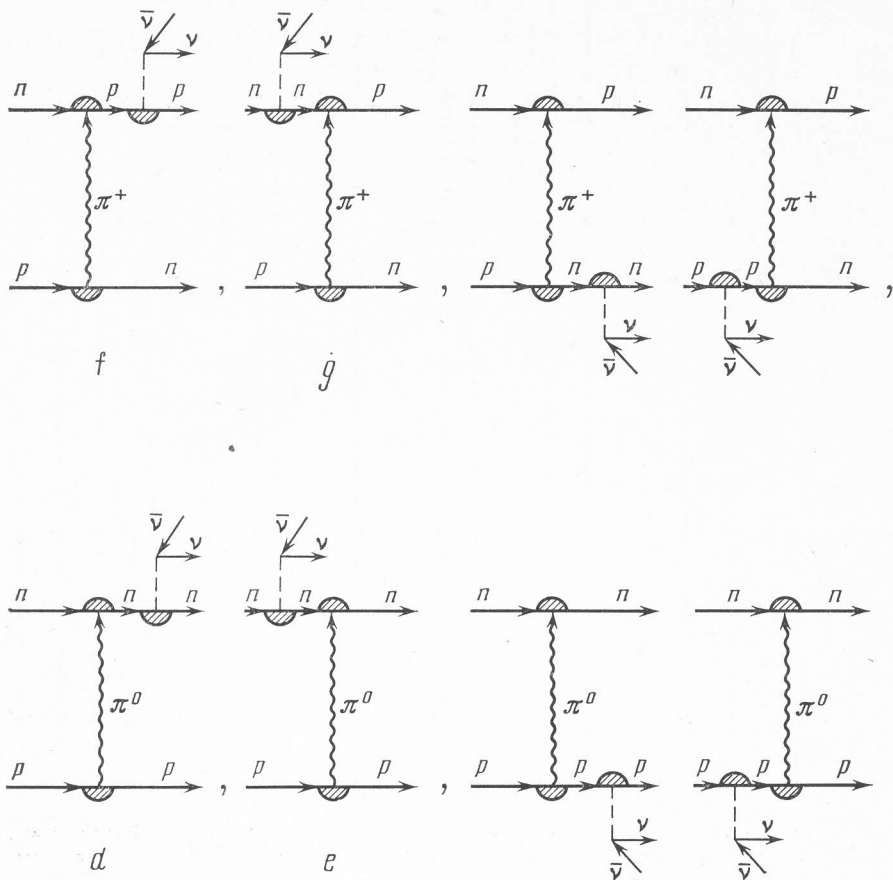


Рис. 5. Диаграмма процесса $pn \rightarrow pr\nu\bar{\nu}$. Обозначения такие же, как на рис. 3

Некоторый вклад вносят также процессы рождения нейтринных пар $\nu\bar{\nu}$ при рассеянии нуклонов $pn \rightarrow pn\nu\bar{\nu}$ и $pn \rightarrow pr\nu\bar{\nu}$, идущие на нейтральных токах. При этом нуклон-нуклонное взаимодействие аппроксимировалось однопионным обменом со свободным пионным пропагатором. Что касается локального взаимодействия, то оно не поправлялось на петли. Даже в этом случае учет локального взаимодействия лишь несущественно изменяет светимости от различных процессов (на множитель $\sim 0,5-1$). К еще меньшим модификациям приводит обрезание потенциала однопионного обмена на малых расстояниях.

Как очевидно из описания нуклон-нуклонного взаимодействия, сформулированного выше, в плотной нуклонной среде оно категорически отличается от пустотного, что существенно меняет результаты предыдущих работ как в качественном, так и количественном отношении.

Итак, главные изменения, введенные нами в описание двухнуклонных реакций, состоят в следующем: 1) пионная функция Грина существенно модифицируется в среде, 2) πNN -вершины поправляются на петли. 3) слабые процессы происходят также и в промежуточных частично-дырочных состояниях.

Следует обратить внимание, что введение средовых эффектов является с принципиальной точки зрения необходимым. На первый взгляд, могло бы показаться, что использование вакуумного пионного пропагатора в двухнуклонных процессах символизирует лишь веру авторов в жесткость πN -взаимодействия, подавленного, например, по какой-то причине сильными нуклонными корреляциями. Такая точка зрения до получения надеж-

ных экспериментальных данных имела бы право на существование. В действительности критикуемое приближение является непоследовательным. Это особенно отчетливо видно, если исходить из однонуклонных процессов. При этом полное пренебрежение Π в двухнуклонном процессе соответствует его учету в первом порядке в однонуклонном (т.е. в мнимой части D_π в расчете однонуклонного процесса следует взять $D_\pi = D_{vac}^\pi + D_{vac}^\pi \Pi D_\pi$). Действительно, возможно многократное рассеяние пионов на частицах-дырках среды, что соответствует записи уравнения Дайсона в виде $D_\pi = D_{vac}^\pi + D_{vac}^\pi \Pi D_\pi$. Оно сводится к предыдущему при $|\Pi|/(m_\pi^2 + k^2) \ll 1$, $\omega \approx 0$. Этого можно добиться, лишь сильно подавив πNN -вершину. С другой стороны, существенное подавление πNN - и $NN\bar{\nu}$ -вершин приводит к появлению сильного фактора подавления светимости процесса $\sim \gamma^6 \ll 1$ в отличие от использованного в [27] $\sim 0,5-1$. Таким образом, приближение, в котором ядерное взаимодействие аппроксимируется вакуумным однопионным обменом, в известном смысле противоречит оптической теореме. Графики рис. 2 вообще теряются. Такое приближение оправдано лишь при $\rho \ll \rho_0$, когда средовые эффекты несущественны.

Тем более непоследовательно неучитывать изменение взаимодействия в среде, а затем сразу при $\rho > \rho_c \sim \rho_0$ учитывать пионную конденсацию. В последовательной схеме ядерных сил пионная конденсация возникает именно как результат смягчения пионной моды с увеличением плотности ядерного вещества [12]. В используемой в нашей работе схеме все процессы описываются с единой точки зрения.

Разумеется, возможны и более сложные диаграммы, не указанные на рис. 1-5, которые также могут внести некоторый вклад в результирующую нейтринную светимость. Мы будем отбирать наиболее существенные графики по параметру $T/\varepsilon_F^N \ll 1$. При этом ограничимся учетом вкладов в светимость $\sim (T/\varepsilon_F^N)^8$ включительно. В этом приближении существенны лишь диаграммы, изображенные на рис. 1-5. Остальные либо дают меньший вклад в светимость при используемых параметрах $\gamma < 1$, $\tilde{\omega}_\pi^2 \sim 1$, либо содержат более высокие степени T/ε_F^N , чем $(T/\varepsilon_F^N)^8$.

Как будет показано в разд. VI, при $T \geq T_{op}$ ($T_{op} \ll \varepsilon_F^p$) становятся существенными эффекты поглощения рожденных в прямых процессах нейтрино (антинейтрино) (T_{op} определяется из условия равенства длины свободного пробега нейтрино λ_ν радиусу нейтронной звезды). При $T \gg T_{op}$ излучение — равновесное и вычисление вкладов в светимость от различных прямых процессов бессмысленно. При $T \sim T_{op}$ возможно лишь численное решение задачи об охлаждении нейтронной звезды. Таким образом, ограничение случаев низких температур $T \ll \varepsilon_F^p$ в вычислении вкладов в светимость прямых процессов является совершенно оправданным.

IV. Двухнуклонные процессы

Удельная светимость двухнуклонных процессов определяется общим выражением

$$\varepsilon_\nu = 2\pi \int \left[\prod_{i=1}^4 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \right] \frac{d^3 q_1}{2\omega_1 (2\pi)^3} \frac{d^3 q_2}{2\omega_2 (2\pi)^3} \times \\ \times \delta(E_f - E_{in}) (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{P}_f - \mathbf{P}_{in}) s^{-1} \left(\sum |M|^2 \right) \omega_\nu n_1 n_2 (1 - n_3) (1 - n_4), \quad (4.1)$$

где n_i — числа заполнения участвующих в реакции частиц, p_i — импульсы нуклонов, а q_i, ω_i — импульсы и энергии лептонов, ω_ν — суммарная энергия

нейтрино, δ — функции учитывают закон сохранения энергии-импульса, $\sum |M|^2$ — просуммированный по спинам квадрат матричного элемента реакции, s — фактор симметрии, ω_ν — полная энергия нейтрино. Как и в [27], проводим следующие упрощения:

$$d^3 p_i \approx d^3 p_i \delta(p_i - p_F^i) (m_i^*/p_F^i) \delta E_i, \quad i=N, \quad d^3 p_i \approx d^3 p_i \delta(p_i - p_F^i) \delta E_i, \quad i=e, \quad (4.2)$$

которые возможны благодаря малости $T \ll \epsilon_F^N$, а также используем равенство

$$1 = \int d^3 k \delta^{(3)}(\mathbf{k} - \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_3), \quad (4.2a)$$

вставляя этот интеграл в выражение (4.1), что позволяет свести угловую часть интеграла по фазовому пространству к интегралу по \mathbf{k} . Техника вычислений аналогична той, которая описана в работе [27]. Поэтому приведем сразу окончательные результаты.

а) $pn \rightarrow npe\bar{\nu}$. Обобщенный Урка-процесс, рис. 3. Для матричного элемента Урка-процесса $pn \rightarrow npe\bar{\nu}$ (рис. 3) на заряженных токах, используя соответствующее выражение для лагранжиана слабого взаимодействия (см. (2.12)) и учитывая коллективные эффекты нуклонной среды в пропагаторе пиона (2.2), без учета обменного взаимодействия получаем

$$M_{\text{урка}} = \frac{2^{1/2} f^2 G}{\bar{\omega}_{\pi^0}^2(k) (\omega + \Delta\mu)} \{ l_0 \chi_3 + \mathbf{k} \sigma \chi_1 \chi_4 + \mathbf{k} \sigma \chi_2 (1 - \beta(k) + \kappa(\omega_\pi, k)) - g_A (\mathbf{1k}) \chi_3 + \sigma \mathbf{k} \chi_1 \chi_4 + \chi_2 + g_A \beta(k) \chi_4 + \mathbf{k} \sigma \chi_2 \chi_3 + (\mathbf{k} \sigma) (\mathbf{1} \sigma) \chi_1 \}, \quad (4.3)$$

где введены обозначения

$$\beta(k) = \bar{\omega}_{\pi^0}^2(k) / \bar{\omega}_{\pi^\pm}^2(k), \quad \kappa(\omega_\pi, k) = \gamma [\text{Pr}^{\pi^0}(\omega_\pi, k) - 1/2 \text{Pr}^{\pi^\pm}(\omega_\pi, \mu_{\pi^\pm}, k)] / \bar{\omega}_{\pi^\pm}^2(k), \quad (4.3a)$$

Pr — полюсное слагаемое поляризационного оператора пиона (первый график в (2.4)).

Пользуясь соотношением

$$\text{Sp } l_i^+ l_k = 8 (q_{1i} q_{2k} + q_{1k} q_{2i} - (q_1 q_2) g_{ki} + 4i \epsilon_{jink} q_{1j} q_{2n}) \quad (4.4)$$

и правилами коммутации матриц Паули для просуммированного по спинам квадрата матричного элемента (4.3), получаем

$$\sum |M|^2 = 128 \frac{f^4 G^2 \gamma^6}{(\omega + \Delta\mu)^2} \omega_1 \omega_2 A(k), \quad (4.5)$$

$$A(k) = \frac{k^4}{\bar{\omega}_{\pi^0}^4(k)} \{ [1 + 3\beta^2(k)] g_A^2 + [1 - \beta(k) + \kappa(\omega_\pi, k)]^2 \}. \quad (4.5a)$$

При выводе (4.5), как и в [27], мы отбросили слагаемые $\sim (\mathbf{q}_1 \mathbf{k}) (\mathbf{q}_2 \mathbf{k})$. В (4.5) они, вообще говоря, того же порядка, что и оставленные члены, однако дают лишь малую поправку в удельную светимость. Действительно, так как

$$q_1, q_2 \sim \omega_1, \omega_2 \sim T \ll p_n, p_p \sim p_F^n, p_F^p,$$

то импульсами лептонов можно пренебречь по сравнению с нуклонными. В частности, это будет сделано в δ -функции закона сохранения импульса. Тогда члены типа $(\mathbf{q}_1 \mathbf{k}) (\mathbf{q}_2 \mathbf{k})$ в (4.5) исчезают при интегрировании квадрата матричного элемента по фазовому пространству. Поэтому и далее при написании матричных элементов для сокращения записи и за ненадобностью такие члены будут опускаться.

Отметим, что в (4.5) фигурирует вклад векторного тока, отсутствовавший при использовании вакуумного пионного пропагатора. Член с $\kappa \neq 0$ отвечает рождению лептонов в промежуточных частично дырочных состояниях.

Мы до сих пор игнорировали требование симметрии волновых функций нуклонов. Чтобы удовлетворить этому требованию, надо к диаграммам рис. 3 добавить соответствующие диаграммы с переставленными входящими и выходящими нуклонами. Эти диаграммы когерентно складываются с матричными элементами ранее учтенных диаграмм. Прямой и обменный вклады в результирующий матричный элемент отличаются только расположением спинов, значением переданного импульса и знаком.

Для квадрата матричного элемента процесса рис. 3, просуммированного по спинам с учетом обменного взаимодействия, имеем

$$|M^{exch}|^2 = \frac{64f^4 G^2 \gamma^6 \omega_1 \omega_2}{(\omega + \Delta\mu)^2} \{A(k_1) + A(k_2) - [2(\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)^2 - k_1^2 k_2^2] B(k_1) B(k_2) - g_A^2 C(k_1, k_2)\}, \quad (4.6)$$

$$B(k) = \bar{\omega}_{\pi^0}^{-2}(k) [1 - \beta(k) + \kappa(\omega_\pi, k)],$$

$$C(k_1, k_2) = \bar{\omega}_{\pi^0}^{-2}(k_1) \bar{\omega}_{\pi^0}^{-2}(k_2) \{(\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)^2 - [2\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2]^2 - k_1^2 k_2^2\} [\beta(k_1) + \beta(k_2)] + \beta(k_1) \beta(k_2) [2(\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)^2 + k_1^2 k_2^2].$$

Светимость процессов, изображенных на рис. 3, находится из (4.1) с учетом (4.2), (4.2а) и (4.5) либо (4.6) после прямых вычислений, вполне аналогичных проделанным в [27]. Поэтому приведем окончательный результат:

$$\varepsilon_v = c_0 f^4 G^2 m_n^{*3} m_p^* \gamma^6 p_F^e (p_F^n)^4 T^8 \bar{\omega}_{\pi^0}^{-4} (p_F^n) I_{урка}, \quad (4.7)$$

$$c_0 = 11\,513/24\,1920\pi.$$

$I_{урка}$ различен для случаев без учета и с учетом обменного взаимодействия:

$$I_{урка}^{no\ exch} = [1 - \beta(p_F^n) + \kappa(0, p_F^n)]^2 + [1 + 3\beta^2(p_F^n)] g_A^2, \quad (4.8)$$

$$I_{урка}^{exch} = {}^{25/84}(1 + {}^{16/5}\beta(p_F^n))^2 g_A^2 + {}^{5/2}(1 - \beta(p_F^n) + \kappa(0, p_F^n))^2 + {}^{61/42} g_A^2 (1 - \beta(p_F^n))^2. \quad (4.9)$$

При переходе от (4.6) к (4.7), (4.9) были использованы соотношения $k_1^2 = k_2^2 = (p_F^n)^2$, $\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 = 1/2(p_F^n)^2$, следующие из закона сохранения импульса. Поскольку $I_{урка}^{exch} > I_{урка}^{no\ exch}$, учет обменного взаимодействия приводит к дополнительному возрастанию светимости.

В пределе малой плотности нейтронного вещества $\rho \rightarrow 0$ выражение (4.7) переходит в соответствующее выражение работы [27].

Подставляя в (4.7) численные значения констант, с учетом удвоения (4.7) из-за обратных реакций, не изображенных на рис. 3, имеем

$$\varepsilon_{урка} \approx 2,7 \cdot 10^{22} \left(\frac{m_n^*}{m_n}\right)^3 \left(\frac{m_p^*}{m_p}\right) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 \left(\frac{m_\pi}{\bar{\omega}_{\pi^0}(p_F^n)}\right)^4 \gamma^6 I_{урка}^{exch} T_9^8. \quad (4.10)$$

В численных оценках светимость измеряется в эрг/см³·с, $T_9 = T/10^9$ К.

В пределе достаточно сильного смягчения пионной моды главный вклад в (4.10) вносят нейтринные процессы в промежуточных частично дегрочных состояниях. Учитывая только этот вклад в $I_{урка}^{no\ exch} \sim 5\kappa^2(0, p_F^n)/2$ и беря для оценки $\kappa(0, p_F^n) \sim \gamma(p_F^n)^2/2$ при $\bar{\omega}^2 \sim m_\pi^2$ из (4.10) получаем

$$\varepsilon_{урка} \approx 6 \cdot 10^{23} \left(\frac{m_n^*}{m_n}\right)^3 \left(\frac{m_p^*}{m_p}\right) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{10/3} \left[\frac{m_\pi}{\bar{\omega}_{\pi^0}(p_F^n)}\right]^8 \gamma^8 T_9^8. \quad (4.11)$$

Как видно из сравнения (4.10) и (4.11) с соответствующим выражением работы [27] для светимости модифицированного Урка-процесса, получаются не только другая численная оценка светимости процесса, но и со-

вершено разные качественные зависимости от плотности ρ и параметра корреляций γ .

Полагая для грубой оценки в (4.10) $\tilde{\omega}_{\pi^0} \sim \tilde{\omega}_{\pi^{\pm 2}} \sim 0,7m_{\pi^2}$ ³⁾ и выбирая фактор γ таким же, как в [27] ($\gamma^6 \sim 0,5-1$), мы получаем $\varepsilon_{урка}$ (наст. работа) $\sim 10^3 \varepsilon_{урка}$ ([27]) при $\rho \sim \rho_0$ и $\varepsilon_{урка}$ (наст. работа) $\sim 10^4 \varepsilon_{урка}$ ([27]) при $\rho \sim 2\rho_0$. Если считать, что в нейтронном веществе и веществе с $N \approx Z$ константы, характеризующие нуклонные корреляции одного порядка, то более естественной оценкой параметра γ будет $\gamma \sim 0,5$. При $\gamma \sim 0,5$, $\tilde{\omega}^2(p_F^n) \sim m_{\pi^2}$ получаем оценку $\varepsilon_{урка}$ (наст. работа) $\sim \varepsilon_{урка}$ ([27]) при $\rho \sim \rho_0$ и $\varepsilon_{урка}$ (наст. работа) $\sim 10 \varepsilon_{урка}$ ([27]) при $\rho \sim 2\rho_0$.

Итак, проделанная численная оценка показывает, что в достаточно широкой области варьирования параметров полученная нами светимость процесса $nn \rightarrow n\bar{p}e\bar{\nu}$ существенно превышает найденную ранее [27]. При этом результат значительно увеличивается с увеличением плотности.

б) $nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$. Процесс изображен графически на рис. 4. Его матричный элемент без учета обменного взаимодействия записывается в виде

$$M = \frac{Gf^2 g_A l_i \varepsilon_{imn}}{2^{1/2} \tilde{\omega}_{\pi^0}^2(k)} \{ \chi_4^+ k \sigma \chi_2 \chi_3^+ + \sigma_n \chi_1 k_m + \chi_3^+ k \sigma \chi_1 \chi_4^+ + \sigma_n \chi_2 k_m \}. \quad (4.12)$$

Для просуммированного по спинам квадрата матричного элемента реакций, изображенных на рис. 4, получаем

$$\sum |M|^2 = 64f^4 G^2 g_A^2 \gamma^6 \tilde{\omega}_{\pi^0}^{-2}(k) k^4 \omega^{-2} \omega_1 \omega_2. \quad (4.13)$$

Учет обменного взаимодействия производится так же, как для Урка-процесса. В результате имеем

$$\sum |M^{exch}|^2 = 64f^4 G^2 g_A^2 \gamma^6 \omega^{-2} \omega_1 \omega_2 \cdot \left\{ \frac{k_1^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(k_1)} + \frac{k_2^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(k_2)} + \frac{[\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2]^2 - 2(\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)^2}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(k_1) \tilde{\omega}_{\pi^0}^4(k_2)} \right\}. \quad (4.14)$$

Используя (4.13) либо (4.14) из (4.1), (4.2), (4.2а), получаем светимость процессов, изображенных на рис. 4⁴⁾,

$$\varepsilon \approx c_1 f^4 G^2 m_n^{-4} \gamma^6 g_A^2 (p_F^n)^5 T^8 \tilde{\omega}_{\pi^0}^{-4}(p_F^n) I_{nn}, \quad c_1 = 328/14175\pi, \quad (4.15)$$

I_{nn} различен без учета и с учетом обмена:

$$I_{nn}^{no\ exch} = \tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n) \int_0^1 dx x^4 / \tilde{\omega}_{\pi^0}^4(2p_F^n x). \quad (4.16)$$

В предположении достаточно сильного смягчения пионной моды, ($\tilde{\omega}_{\pi^0}(k) \ll \ll \gamma_1 k_0^2$, см. (2.9), при $2p_F^n > k_0 \sim p_F^n$, интеграл I_{nn} вычисляется аналитически:

$$I_{nn}^{no\ exch} \simeq \frac{\pi}{64} \frac{\tilde{\omega}_{\pi^0}^{-3}(k_0)}{\gamma_1^{1/2} k_0} \left(\frac{k_0}{p_F^n} \right)^5 \tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n). \quad (4.17)$$

³⁾ Предположение $\tilde{\omega}_{\pi^0}(k) = \tilde{\omega}_{\pi^{\pm 2}}(k)$ неоправдано даже в пределе исчезающего πN -взаимодействия ($\Pi \rightarrow 0$). Согласно (2.2), в этом случае $\tilde{\omega}_{\pi^{\pm 2}} \rightarrow m_{\pi^2} + k^2 - \mu_{\pi^{\pm 2}}$, $\mu_{\pi^+} = -\mu_{\pi^-} = \mu_p - \mu_n$, а $\tilde{\omega}_{\pi^0}(k) \rightarrow m_{\pi^2} + k^2$.

⁴⁾ При расчете светимости процесса $nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$ и далее процесса $np \rightarrow np\nu\bar{\nu}$ с учетом обменных эффектов используется ортогональность \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , следующая из законов сохранения импульса.

С учетом обменного взаимодействия

$$I_{nn}^{exch} \approx \frac{1}{2\pi} \tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n) \int_{x^2+y^2 < 1, x, y > 0} \frac{dx dy}{(1-x^2-y^2)^{1/2}} \left\{ \frac{x^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(2p_F^n x)} + \frac{y^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(2p_F^n y)} + \frac{x^2 y^2}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^2(2p_F^n x) \tilde{\omega}_{\pi^0}^2(2p_F^n y)} \right\}. \quad (4.18)$$

Найденную светимость (4.15) процесса $nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$ следует еще умножить на N_ν , где N_ν — число сортов легких нейтрино. Полагая $N_\nu=2$ для двух сортов легких нейтрино ν_e, ν_μ , приведем численную оценку светимости $nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$ -процесса:

$$\varepsilon_\nu(nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}) \approx 8,4 \cdot 10^{22} \left(\frac{m_n^*}{m_n} \right)^4 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \left[\frac{m_\pi}{\tilde{\omega}_{\pi^0}(p_F^n)} \right]^4 \gamma^6 T_9^8 I_{nn}^{exch}. \quad (4.19)$$

в) $np \rightarrow np\nu\bar{\nu}$. Процесс изображен графически на рис. 5. Просуммированный по спину квадрат матричного элемента, изображенный графиками рис. 5, может быть приведен к виду:
без учета обменного взаимодействия

$$\sum |M^{no\ exch}|^2 = 64f^4 G^2 g_A^2 \gamma^6 k^4 \omega^{-2} \tilde{\omega}_{\pi^0}^{-4}(k) \omega_1 \omega_2 (1+2\beta^2(k)), \quad (4.20)$$

с учетом обменного взаимодействия:

$$\sum |M^{exch}|^2 = 64f^4 G^2 g_A^2 \gamma^6 \omega^{-2} \omega_1 \omega_2 \cdot \left\{ \frac{k_1^2 (1+2\beta^2(k_1))}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(k_1)} + \frac{k_2^2 (1+2\beta^2(k_2))}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(k_2)} - \frac{[2\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2]^2}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^2(k_1) \tilde{\omega}_{\pi^0}^2(k_2)} \right\}, \quad (4.21)$$

откуда для светимости процесса рис. 5 получаем

$$\varepsilon_{np} \approx c_1 f^4 G^2 (m_n^*)^2 (m_p^*)^2 \gamma^6 g_A^2 p_F^e (p_F^n)^4 T^8 \tilde{\omega}_{\pi^0}^{-4}(p_F^n) (I_{np1} + I_{np2}), \quad (4.22)$$

где

$$I_{np1}^{no\ exch} = \beta^2(p_F^n)/8, \quad (4.23)$$

$$I_{np2}^{no\ exch} = 2\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n) z^{-1} \int_0^z x^4 dx / \tilde{\omega}_{\pi^0}^4(2p_F^n x), \quad z = p_F^e / p_F^n, \quad (4.24)$$

$$I_{np1}^{exch} = \tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n) \frac{1}{z} \int_0^z dx \left\{ \frac{1}{8\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n)} - \frac{x^2}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^2(2p_F^n x) \tilde{\omega}_{\pi^0}^2(p_F^n)} + \frac{4x^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(2p_F^n x)} \right\}, \quad (4.25)$$

$$I_{np2}^{exch} = 2\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n) \frac{1}{z} \int_0^z dx \left\{ \frac{1}{8\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n)} - \frac{x^2}{2\tilde{\omega}_{\pi^0}^2(2p_F^n x) \tilde{\omega}_{\pi^0}^2(p_F^n)} + \frac{x^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(2p_F^n x)} \right\}. \quad (4.26)$$

Численная оценка (4.22) с учетом его удвоения при $N_\nu=2$ дает

$$\varepsilon_\nu(np \rightarrow np\nu\bar{\nu}) \approx 2,6 \cdot 10^{24} \left(\frac{m_n^*}{m_n} \right)^2 \left(\frac{m_p^*}{m_p} \right)^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \cdot \left[\frac{m_\pi^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n)} + \frac{2m_\pi^4}{\tilde{\omega}_{\pi^0}^4(p_F^n)} \right] \gamma^6 T_9^8. \quad (4.27)$$

Вклад в светимость процессов $nr \rightarrow nr\nu\bar{\nu}$ и $nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$ в широкой области вариации используемых параметров меньше, чем процесса $nn \rightarrow nre\bar{\nu}$. Тем не менее $\bar{\omega}_{\pi^2}(k_0(\rho))$ может быстрее уменьшаться с увеличением ρ , чем $\bar{\omega}_{\pi^2}(p_F^n(\rho))$, или даже, чем $\bar{\omega}_{\pi^4}(p_F^n(\rho))/m_{\pi^2}$. Кроме того, всегда $\bar{\omega}_{\pi^2}(k_0) < \bar{\omega}_{\pi^2}(p_F^n)$. Поэтому относительный вклад в светимость процессов $nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$, $nr \rightarrow nr\nu\bar{\nu}$ по сравнению с $nn \rightarrow nre\bar{\nu}$ может увеличиваться при переходе к большим плотностям нуклонного вещества.

В заключение этого раздела заметим, что мы игнорировали процессы на нейтральных токах, идущие через промежуточные частично дырочные состояния, так как они вносят вклад в светимость более высокого порядка по параметру $T/\varepsilon_F^n \ll 1$, чем $(T/\varepsilon_F^N)^8$.

V. Светимость от резонансных реакций

1. Процессы, связанные с пионным конденсатом

При уплотнении ядерного вещества может возникнуть пионный конденсат [11, 12]. В нейтронной среде с плотностью $\rho > \rho_c^+$, ρ_c^{\pm} , $\rho_c^0 \geq \rho_0$, возможно, рождаются π_s^+ , π_s^- и π^0 -конденсаты [12]. Первая возможность связана с реакцией $p \rightarrow n + \pi_s^+$, допустимой из-за появления при $\rho > \rho_c^+$ дополнительной ветви в спектре π^+ -мезона, на которой $\mu_{\pi^+} < -\mu_n$. Вторая связана с тем, что при $\rho = \rho_c^{\pm}$ суммарная энергия π^+ - и π^- -мезонов обращается в нуль. Третья возможность соответствует возникновению при $\rho > \rho_c^0$ ветви с $\omega < 0$ в спектре π^0 -мезонов. Расчет удельных светимостей реакций, связанных с пионным конденсатом при упрощающем условии $|\varphi|^2 \ll m_{\pi^2}$, может быть проведен тем же методом, который можно было использовать для вычисления светимостей однонуклонных процессов. При этом волнистую линию на рис. 1, 2, отвечавшую ранее со спин-изоспиновой ветви, следует заменить на внешнее поле. Это соответствует замене в выражениях для квадратов матричных элементов (3.3) $\langle i|\varphi^+ \varphi|i\rangle$ на

$$\langle i|\varphi^+ \varphi|i\rangle = (2\pi)^4 a^2 \delta(\omega_{\pi} - \mu_c) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0), \quad (5.1)$$

где $a = (a_{\pi_s^+}, a_{\pi_s^-}, a_{\pi^0})$, $\mu_c = (\mu_c^+, \mu_c^{\pm}, 0)$, $\mathbf{k}_0 = (\mathbf{k}_0^+, \mathbf{k}_0^{\pm}, \mathbf{k}_0^0)$ для конденсатов π_s^+ , π_s^- либо π^0 -мезонов.

Из выражения для светимости однонуклонных процессов, которое отличается от (4.1) наличием одного нуклона в конечном и начальном состояниях, используя (3.3), (5.1), а также приближения (4.2) и (4.2а), получаем для процесса $n\pi_{cond}^0 \rightarrow pe\bar{\nu}$

$$\varepsilon_{\bar{\nu}e}^{\pi^0} \approx c_2 f^2 G^2 (1 + g_A^2) m_n \cdot m_p \cdot \gamma^4 k_0^0 a_0^2 T^6, \quad c_2 = 457\pi/5040. \quad (5.2)$$

При получении (5.2) мы также использовали неравенства

$$p_F^n - p_F^e < k_0^0 < p_F^n + p_F^e.$$

Для светимости π^{\pm} -конденсатного процесса $n\pi_{cond}^{\pm} \rightarrow ne\bar{\nu}$ имеем

$$\varepsilon_{\bar{\nu}e}^{\pi^{\pm}} = \varepsilon_{\bar{\nu}e}^{\pi^0} (a_{\pm} \rightarrow a_{\pm}, k_0^0 \rightarrow k_0^{\pm}) (1 + 3g_A^2) / 4(1 + g_A^2), \quad (5.3)$$

$$\varepsilon_{\bar{\nu}e}^{\pi_s^{\pm}} = \varepsilon_{\bar{\nu}e}^{\pi^{\pm}} (a_{\pm} \rightarrow a_{\pm}, k_0^{\pm} \rightarrow k_0^+, \mu_c^{\pm} \rightarrow \mu_c^+). \quad (5.4)$$

Оценка светимости процесса $n\pi_{cond}^0 \rightarrow n\nu\bar{\nu}$ дает

$$\varepsilon_{\bar{\nu}\bar{\nu}}^{\pi^0} = c_3 \varepsilon_{\bar{\nu}e}^{\pi^0} g_A^2 / (1 + g_A^2), \quad c_3 = 224/9597, \quad (5.5)$$

а для процессов $\pi\pi_{cond}^+ \rightarrow p\nu\bar{\nu}$ и $p\pi_{cond}^- \rightarrow n\nu\bar{\nu}$ имеем

$$\varepsilon_{\nu\bar{\nu}}^{\pi^\pm} \approx c_4 \frac{[(c_V+1)^2 + 4g_A^2]}{1+g_A^2} \varepsilon_{\nu\bar{\nu}}^{\pi^0}, \quad c_4 = 56/9597. \quad (5.6)$$

Чтобы включить в рассмотрение обратные реакции, выражения (5.2)–(5.4) следует еще умножить на 2.

Численная оценка светимости процессов $\pi\pi_{cond}^0 \rightarrow p e \bar{\nu}$ и $n e \rightarrow p\pi_{cond}^0 \nu$ следующая:

$$\varepsilon_{\nu\bar{\nu}}^{\pi_{cond}^0} \approx 6,2 \cdot 10^{27} \frac{k_0^0}{m_\pi} \left(\frac{m_n^* m_p^*}{m_n m_p} \right) \gamma^4 \frac{\theta_{\pi^0}^2}{4} T_9^6, \quad (5.7)$$

где $\theta_{\pi^0} = 2fa_{\pi^0}/g_A$ – киральный угол.

Заметим, что реакция $\pi\pi_{cond}^- \rightarrow p e \bar{\nu}$ (рис. 1, c) уже ранее рассматривалась в работе [13] в рамках σ -модели в пренебрежении нуклонными корреляциями в вершинах πNN - и $NN/\bar{\nu}$ -взаимодействия. Другие π -конденсатные процессы еще не исследовались. Как мы уже аргументировали, включение нуклонных корреляций, хотя и проводится тривиально, существенно меняет численные оценки светимости звезды. В самом деле, если бы фактор γ был $\sim 0,3$, то результирующая светимость была бы подавлена в $\gamma^4 \sim 10^{-2}$ раз.

Как видно из выражений (4.11) и (5.7) на ранней стадии охлаждения нейтронной звезды, т. е. при достаточно высокой температуре, $10^2 T_9 \gg T \gg T_9$, процессы без π -конденсации могут даже доминировать над π -конденсатными. Таким образом, вывод предыдущих работ (не учитывавших коллективных эффектов) о том, что низкие экспериментальные верхние пределы на поверхностные температуры некоторых нейтронных звезд можно объяснить, лишь привлекая пионную конденсацию, является несостоятельным.

Отметим, что в охлаждение вносят вклад даже процессы, связанные с возбуждениями нового π -конденсатного вакуума. Эти процессы отличаются от рассмотренных нами в предыдущих разделах лишь в меру различия пионного пропагатора для пионных возбуждений, отсчитанных от нового и старого вакуумов. Соответствующие законы дисперсии новых пионных возбуждений в холодном нейтронном веществе получены в работе [28]. С их учетом следовало бы заново повторить расчеты процессов, аналогичных изображенным на рис. 1–5. Мы здесь не будем проводить этих трудоемких, но ясных с принципиальной точки зрения вычислений. Отметим лишь возникающую при этом существенную анизотропность светимости вдоль и поперек направления волнового вектора конденсата.

2. Не π -конденсатные резонансные процессы

В отсутствие пионного конденсата резонансные реакции связаны со спин-спиновым звуком или со спин-изоспиновым. Другие процессы, как легко заметить, запрещены требованиями симметрии. Главный вклад в светимость возникает от реакций с нейтральными токами, показанных на рис. 2, j, где волнистая линия теперь соответствует спин-звуковому или спин-изоспиновому звуковому кванту. Простая оценка дает

$$\varepsilon_\nu \sim \gamma^2 \exp\{-(s_0^2 - 1)\varepsilon_F^n/T\}. \quad (5.8)$$

Для получения (5.8) нами был использован закон дисперсии $\omega \approx s_0 k v_F^n$ для возбуждений. Как следует из (5.8), ε_ν падает экспоненциально с уменьшением температуры, поэтому такой процесс должен быть отброшен в используемом нами приближении $T \ll \varepsilon_F^n$. Тем не менее все же обратим внимание на отсутствие фактора подавления $\sim \gamma^6 - \gamma^8$. Резонансные

реакции, связанные с заряженными токами, дают еще меньший вклад в светимость. Процессы с заряженными пионами возможны лишь в присутствии пионного конденсата.

VI. Проблема нейтринного транспорта

Начальная стадия охлаждения нейтронной звезды описывается следующим образом. В ходе коллапса при формировании нейтронной звезды и сразу после него происходит процесс нейтронизации, сопровождаемый рождением нейтрино. Эти нейтрино сильно вырождены и быстро покидают звезду (характерное время ~ 1 с). Химический потенциал нейтрино становится меньшим T , но длина свободного пробега λ_{ν} все еще меньше радиуса звезды (~ 10 км). При этом светимость определяется известной формулой $L = 4\pi (r/8) \sigma T^4$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана). При $T = T_{op}$ длина свободного пробега нейтрино λ_{ν} сравнивается с радиусом нейтронной звезды $R \sim 10$ км. При $T \ll T_{op}$, $\lambda_{\nu} \gg R$ и излучение определяется прямыми процессами. Полная светимость есть $\sum \epsilon_{\nu}$ по всем прямым процессам.

Характерное время охлаждения звезды, за которое уже не вырожденные нейтрино еще заперты в звезде и излучение чернотельное, можно оценить, исходя из диффузионного уравнения [19]:

$$\frac{17}{2} \sigma r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 T^3 \lambda_{\nu R}(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right) = C_{\nu} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (6.4)$$

$$\lambda_{\nu R}(T) = \int d\omega_{\nu} \omega_{\nu}^3 \lambda_{\nu}(\omega_{\nu}, T).$$

$$\frac{d}{dT} \left[1 + \exp\left(\frac{\omega_{\nu}}{T}\right) \right]^{-1} / \int d\omega_{\nu} \omega_{\nu}^3 \frac{d}{dT} \left[1 + \exp\left(\frac{\omega_{\nu}}{T}\right) \right]^{-1},$$

где $T(r, t)$ — распределение температуры по радиусу звезды в момент времени t , C_{ν} — теплоемкость. Размерная оценка характерного времени, за которое нейтрино переносят тепло к поверхностному слою шириной $\sim \lambda_{\nu}$, с которого они излучаются вне звезды, есть

$$t_0 \sim \lambda_{\nu R}^{-1} R^2 C_{\nu} \sigma^{-1} T^{-3}. \quad (6.2)$$

Средняя длина свободного пробега нейтрино λ_{ν} может быть определена из простого соотношения [19]

$$[1 + \exp(\omega_{\nu}/T)] dL/d\omega_{\nu} = 2^{-1} \pi^{-2} \lambda_{\nu}^{-1}(\omega_{\nu}) \omega_{\nu}^3 T^4, \quad (6.3)$$

где $dL/d\omega_{\nu}$ — производная светимости единицы объема по энергии нейтрино ω_{ν} .

Проводя вычисления, из (6.3), (4.7) для длины свободного пробега нейтрино в Урка-процессе получаем

$$\lambda_{\nu \text{ Урка}}^{-1} = \frac{G^2 f^4}{24\pi^7} (m_n^*)^3 (m_p^*) \gamma^6 (p_F^n)^4 p_F^e T^4 f(y) I_{\text{Урка}}^{\text{exch}} / \bar{\omega}_{\pi^0}^4 (p_F^n), \quad (6.4)$$

$$f(y) = y^4 + 10\pi^2 y^2 + 9\pi^4, \quad y = \omega_{\nu}/T.$$

Поскольку $\lambda_{\nu}^{-1} \sim \epsilon_{\nu}$, из формулы (6.4) и полученных выше соотношений для светимости различных процессов можно найти соответствующие значения λ_{ν}^{-1} . Длина свободного пробега нейтрино минимальна для обобщенного Урка-процесса. Численная оценка (6.4) дает

$$\frac{\lambda_{\nu}}{R} \approx 1,8 \cdot 10^3 T_9^{-4} f^{-1}(y) \gamma^{-6} \left[\frac{m_{\pi}}{\bar{\omega}_{\pi^0}(p_F^n)} \right]^{-4} (I_{\text{Урка}}^{\text{exch}})^{-1} (\rho/\rho_0)^{-2}, \quad (6.5)$$

где радиус нейтронной звезды R выбран ~ 10 км. Уравнение (6.5) указывает, что нейтрино средней энергии $y = \bar{y} = \bar{\omega}_\nu / T \approx 4,7$, где

$$\bar{\omega}_\nu = \int f(y) (e^y + 1)^{-1} y dy / \int f(y) (e^y + 1)^{-1} dy,$$

рожденные в процессе $nn \rightarrow npe\bar{\nu}$, будут иметь среднюю длину свободного пробега меньше радиуса звезды, если T_0 превышает величину $T_0^{op} \approx \approx 6\bar{\omega}^2 (p_F^n)^3 (\rho_0/\rho)^{5/6} \gamma^{-2}$. (Здесь мы положили, что главный вклад в светимость процесса $nn \rightarrow npe\bar{\nu}$ дают реакции с испусканием нейтрино в промежуточных частично дырочных состояниях.) Аналогичная величина T_0^{op} , полученная в [27] для модифицированного Урка-процесса, была ~ 22 , а в [19] $T_0^{op} \sim 50$. Итак, минимальная величина λ_ν может быть меньше, чем ожидалось в работах [27, 19]. Согласно оценке (6.2), это может привести к дополнительной задержке нейтрино в первые минуты жизни нейтронной звезды. Поэтому могут произойти принципиальные изменения в описании начальной стадии остывания нейтронной звезды, когда нейтринное излучение является запертым. Прежде всего это скажется в описании таких интереснейших физических явлений, как срыв оболочки сверхновой, вибрации нейтронной звезды около положения равновесия и связанные с ними нейтринные пульсации, которые в принципе можно детектировать на Земле, если сверхновая вспыхнет в нашей Галактике.

Оставляя в стороне эти важные вопросы, касающиеся описания начальной стадии эволюции нейтронной звезды (времена $t \lesssim t_0 \sim \text{мин} - \text{ч}$), обратимся к временной эволюции светимости нейтронной звезды за времена $t \gg t_0$, когда нейтринное поглощение уже не существенно. Она определяется уравнением

$$C_V \dot{T} = -L, \quad L = \sum \int \epsilon_\nu dx, \quad (6.6)$$

Здесь $C_V \approx C_V^n + C_V^\pi$, C_V^n — теплоемкость барионной подсистемы, $C_V^\pi \sim \sim C_V^n$ — вклад в теплоемкость пионных флуктуаций [23, 24]. Как видно из уравнения (6.6), во сколько раз увеличивается светимость, во столько же раз уменьшается время остывания звезды.

На рис. 6, взятом из работы [7], приведены кривые охлаждения, рассчитанные в различных сценариях (с учетом и без учета сверхтекучести и магнитного поля) с уравнением состояния Пантерипанде и Смита в совокупности с экспериментальными данными Эйнштейновской обсерватории. Все кривые [7] лежат существенно выше некоторых экспериментальных данных.

На рис. 6 для качественной демонстрации влияния коллективных эффектов нуклонной среды на временную эволюцию охлаждения нейтронной звезды приведены кривые $L(t)$, рассчитанные при разных средних значениях плотности ядерного вещества. Для этого брались следующие значения: $\bar{\rho} = \rho_0$ (кривая 1) и $\bar{\rho} = 2\rho_0$ (кривая 2). Зависимость $T_{in}(T_s)$ бралась из [9]. Принято

$$\bar{\omega}_\pi(p_F^n(\rho_0)) = m_\pi, \quad \gamma(\rho_0) = 0,47; \quad \bar{\omega}_\pi(p_F^n(2\rho_0)) = 0,5m_\pi, \quad \gamma(2\rho_0) = 0,47.$$

Теплоемкость C_V принималась равной теплоемкости для идеального нейтронного газа. Кривые 3, 4 также рассчитаны при $\bar{\rho} = \rho_0$ и $\bar{\rho} = 2\rho_0$, но со светимостью из работы [27] и $C_V \approx C_V^{\text{ид}}$. Как видно из рис. 6, наши кривые 1, 2 можно согласовать со всеми экспериментальными данными в предположении различных уплотнений, достигаемых в нейтронных звездах (с разными массами). Результаты других работ не согласуются с экспериментальными данными без привлечения гипотезы пионной конденсации (в предположении наличия нейтронных звезд в изучаемых объектах).

Разумеется, для получения количественной информации следовало бы провести детальные численные расчеты конкретных звезд, используя их

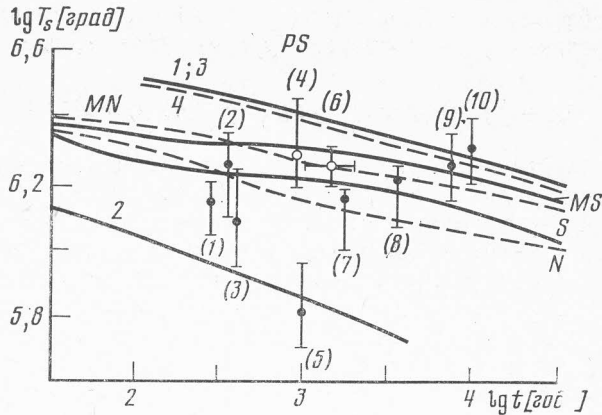


Рис. 6. Сравнение теоретических расчетов с данными Эйнштейновской обсерватории. По оси абсцисс – логарифм времени, по оси ординат – логарифм поверхностной температуры. Уравнение состояния – Пантерипанде – Смита ($M \approx 1,3 M_{\odot}$, $R \approx 8$ км, $R^{\infty} = 11$ км). Экспериментальные данные, см. [7]: 1 – Cas A, 2 – Kepler, 3 – Tycho, 4 – Crab⁵⁾, 5 – SN1006, 6 – RCW103, 7 – RCW86, 8 – W28, 9 – G350, 0-18, 10 – G22, 7-0,2. Кружки – зарегистрированные источники, ● – верхние пределы. Кривые: S – сверхтекучие нейтронные звезды, N – нормальные, MS – магнитные сверхтекучие, MN – магнитные нормальные [7]. Кривые 1, 2 – наши расчеты со средней плотностью соответственно $\bar{\rho} = \rho_0$, $\bar{\omega}_{\pi} = m_{\pi}$, $\gamma = 0,47$ и $\bar{\rho} = 2\rho_0$, $\bar{\omega}_{\pi} = 0,5m_{\pi}$, $\gamma = 0,47$. Кривые 3, 4 – наши расчеты для тех же значений $\bar{\rho}$, но со светимостью из [27]

параметры и считаемые в настоящее время реалистическими зависимости $\bar{\omega}_{\pi}(n)$, $\gamma(n)$ и т. д. при заданном уравнении состояния. Такой анализ, вероятно, позволил бы получить как определенные сведения о внутренней структуре конкретных нейтронных звезд, так и некоторые сведения о ядерном взаимодействии в нейтронном веществе.

VII. Заключительные замечания

Если в будущем будут обнаружены центральные источники в остатках сверхновых с низкими значениями T_s (см. рис. 6), то их можно будет связать с нейтронными звездами, имеющими более плотную внутреннюю область, чем у других нейтронных звезд с большими T_s (при условии близости других параметров). С другой стороны, если нейтронных звезд с низкими поверхностными температурами вообще не будет обнаружено, то придется заключить, что либо в нейтронных звездах нет достаточно плотной внутренней области, либо следует пересмотреть наши представления о ядерных силах в плотном нейтронном веществе.

Отметим здесь, что при увеличении абсолютного значения удельной светимости внутренних слоев звезды увеличивается и ее относительный вклад по сравнению со светимостью, определяемой процессами, протекающими в коре, в том числе по сравнению с фотонной светимостью. Поэтому нейтринное охлаждение внутренних слоев нейтронной звезды является доминирующим процессом вплоть до более низких температур, чем считалось прежде.

Вне рамок проведенного рассмотрения остался ряд важных вопросов. Мы игнорировали возможность нейтронной сверхтекучести и протонной

⁵⁾ Если часть излучения носит нетепловой характер, то это не поверхностная температура, а верхний предел на T_s . Из недавнего успешного описания данных о сбоях периодов пульсаров Краб и Вела в модели, использующей нейтронную сверхтекучесть, вытекают значения T_{in} , а следовательно, $T_s(\lg T_s \text{ vela} [\text{град}] \approx 5,48$, $\lg t [\text{лет}] \approx 4$, $\lg T_s \text{ crab} [\text{град}] \approx 6,2$) [17]. Такое низкое значение $T_s \text{ vela}$ невозможно было бы объяснить без привлечения рассмотренных в настоящей работе механизмов.

сверхпроводимости (см. [29]), что могло бы существенно изменить полученные результаты в области температур $T \lesssim \Delta_n, \Delta_p \sim 10^9$ К, где Δ_n, Δ_p — спаривательные щели для нейтронов и протонов. Интересно было бы изучить влияние предложенных эффектов на стадию эволюции нейтронной звезды $t \lesssim t_0$. Решение транспортной задачи позволило бы изучить затухающие колебания нейтронной звезды, пульсации нейтринного излучения, зависимость $T(r)$ по звезде, роль нейтрино в срыве оболочки сверхновой. Важно было бы учесть влияние пионных степеней свободы на уравнение состояния нейтронного вещества. В частности, из-за сильной неидеальности нейтрон-протонной системы, взаимодействующей через мягкие пионы, может существенно измениться ее изотопический состав. Как продемонстрировано в [24], уже при $T=0$, часть нуклонов может перейти в N_{33} -резонансы из-за сильного NN_{33} -взаимодействия. При этом появляются дополнительные каналы нейтринных реакций и результирующая светимость может еще увеличиться.

В работе [30] для возможного объяснения низких значений T_s вводились аксионы — гипотетические, практически безмассовые псевдоскалярные частицы, связанные с симметрией Печчеи — Квин [31]. Как известно, эти частицы вводятся, чтобы решить проблему CP -инвариантности в сильных взаимодействиях. Были рассчитаны все те же двухнуклонные процессы, что и в работе [27], но с аксионом вместо нейтрино. Ядерная часть взаимодействия строилась по схеме, использованной в [27], т.е. практически была сведена к вакуумному однопионному обмену. Очевидно, расчеты [30] легко могут быть обобщены с учетом коллективных эффектов нуклонной среды. Они не меняются лишь в пределе $\rho \ll \rho_0$, когда поляризация ядерной среды становится несущественной.

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить А. Б. Мигдала, В. Ф. Дмитриева, В. М. Осадчиева за стимулирующие дискуссии, а А. М. Дюгаева за ряд критических замечаний.

Литература

1. Trimble V. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 1183; 1983, 55, 511.
2. Brown G. E., Bethe H., Baym G. Nucl. Phys., 1979, A324, 487.
3. Bahcall J. N., Wolf R. A. Phys. Rev., 1965, B140, 1445, 1452; Ap. J., 1965, 142, 1254.
4. Tsuruta S., Cameron A. G. W. Can. J. Phys., 1965, 43, 2056; 1966, 44, 1863.
5. Helfand D. J., Chanani G. A., Novik R. Nature, 1980, 283, 337.
6. Tsuruta S. Phys. Rep., 1979, 56, 238.
7. Nomoto N., Tsuruta S. Astroph. J., 1981, 250, L19.
8. Duncan R. S., Shapiro S. L., Wasserman I. Astroph. J., 1983, 267, 358.
9. Glen G., Sutherland P. G. Astroph. J., 1980, 239, 671.
10. Soyeur M., Brown G. E. Nucl. Phys., 1979, A324, 464.
11. Мигдал А. Б. ЖЭТФ, 1971, 61, 2209. Sawyer R., Scalapino D. J. Phys. Rev., 1972, D7, 953.
12. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
13. Maxwell O., Brown G. E., Campbell D. et al. Astroph. J., 1977, 216, 77.
14. Oset E., Palanques A. Mestre. Phys., Rev., 1984, C30, 366.
15. Iwamoto N. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1637. Burrows A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1640.
16. Shapiro S. L., Teukolsky S. A. Black holes, White Dwarfs and Neutron Stars. The physics of compact objects. N. Y.: Wiley, 1983.
17. Pines D., Alpar M. Ali. Superfluidity in neutron stars. USA, URBANA, Preprint, P/85/4/61, 1985.
18. Sawyer R. F., Soni A. Astroph. J., 1977, 216, 73.
19. Sawyer R. F., Soni A. Astroph. J., 1979, 230, 859.
20. Sawyer R. F. Astroph. J., 1980, 237, 187; Brown G. E. Comments Astroph., 1977, 7, 67.
21. Воскресенский Д. Н., Сенаторов А. В. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 395.
22. Воскресенский Д. Н., Мишустин И. Н. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 486; 1981, 34, 317.
23. Воскресенский Д. Н., Мишустин И. Н. ЯФ, 1982, 35, 1139.
24. Дюгаев А. М. ЖЭТФ, 1982, 83, 1005.
25. Brown G. E., Weise W. Phys. Rep., 1976, 27C, 1.

26. Дюгаев А. М. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 181.
27. Friman B. L., Maxwell O. V. Astroph. J., 1979, 232, 541.
28. Воскресенский Д. Н. ЯФ, 1980, 32, 1218.
29. Maxwell O. V. Astroph. J., 1979, 231, 201.
30. Iwamoto N. USA, Santa Barbara, Preprint, NSF-ITP-84-88, 1984.
31. Pecesì R. D., Quinn H. R. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 1440.

Московский инженерно-физический
институт

Поступила в редакцию
9.VII.1985

NEUTRINO EMISSION BY NEUTRON STARS

D. N. Voskresensky, A. V. Senatorov

The importance of taking into account collective effects of the nucleon medium in the problem of luminosity of neutron stars is demonstrated. New processes are introduced: nonresonant processes which can be reduced to two - nucleon reactions but with allowance for multiple scattering in the intermediate states, and resonance processes related to collective excitations of the medium, such as spin sound or pion condensate. The contributions of all more significant processes to the luminosity are calculated in the low temperature approximation for $T \ll \varepsilon_F^p \sim 5(\rho/\rho_0)^{1/3}$ MeV, where ρ_0 is the atomic nucleus density. The resulting luminosity depends strongly on the mean density of nuclear matter ρ and with increasing ρ exceeds appreciably the values presented in previous calculations in which collective effects were not taken into account. Hence neutron stars with a high mean density (mass) emit neutrinos at a much higher rate than do stars with a smaller density (mass). This makes it possible to explain the low experimental limits on the surface temperatures of some neutron stars (assuming that they exist in the remnants of young supernovae) without making recourse to the pion condensation hypothesis. The neutrino mean free paths in various direct processes are calculated. The minimal neutrino mean free path is compared with a star radius ~ 10 km at a temperature $T \approx T_{op} \ll \varepsilon_F^p$. Since T_{op} can be smaller than the value cited previously, the neutrinos additionally are delayed in the neutron star during the first minutes of its life. The experimental consequences of the results obtained are discussed.