

ГОРЯЧАЯ КВАРКОВАЯ МАТЕРИЯ ПРИ УДЕРЖАНИИ НЕЙТРИНО В РАМКАХ ЛОКАЛЬНОЙ SU(3) МОДЕЛИ НАМБУ - ИОНА-ЛАЗИНИО

Г.С.АДЖЯН, Г.Б.АЛАВЕРДЯН

Поступила 12 июня 2021

Принята к печати 28 июля 2021

Исследуются термодинамические характеристики горячей β -равновесной электрически нейтральной трехароматной кварковой материи при удержании нейтрино. Для термодинамического описания такой кварк-лептонной системы используется локальная SU(3) модель Намбу - Иона-Лазинио (НИЛ), в которой учтено также взаимодействие 'т Хоофта, приводящее к эффекту смешивания кварковых ароматов. Численно определены плотность энергии ε и давление P кварковой материи при разных значениях плотности барионного числа в интервале $n_B \in [0.02 \div 1.8] \text{ фм}^{-3}$ и температуры - в интервале $T \in [0 \div 100] \text{ МэВ}$. Полученные результаты сравниваются с результатами холодной кварковой материи, рассчитанными в рамках той же модели, но в предположении, что все нейтрино уже успели покинуть систему. Обсуждается зависимость вклада отдельных кварковых ароматов в барионный заряд системы при разных значениях температуры. Определены как изотермическая, так и адиабатическая скорости звука в горячей кварковой материи в зависимости от плотности барионного числа.

Ключевые слова: *горячая кварковая материя; удержание нейтрино; модель НИЛ; уравнение состояния*

1. Введение. Изучение термодинамических свойств кварковой материи (получение уравнения состояния (УС) такой системы и выяснение условий, при которых происходит деконфайнмент кварков) является одним из актуальных направлений современной физики. Сопоставление полученных в рамках квантовой хромодинамики (КХД) теоретических результатов в области малых значений барионного химического потенциала μ_B и экстремально больших значений температуры T с результатами экспериментальных исследований по столкновениям тяжелых релятивистских ядер приведет к более глубокому пониманию физических процессов, происходящих в ранней Вселенной [1-4]. Область фазовой диаграммы КХД, где барионный химический потенциал μ_B имеет достаточно большое значение, а температура - сравнительно мала, соответствует странным кварковым звездам, гибридным адрон-кварковым звездам, а также прото-кварковым звездам [5-7]. Сравнение теоретических предсказаний в этой области с наблюдательными данными компактных звезд позволит обогатить наши знания о свойствах сверхплотной кварковой материи,

исследования которой пока еще невозможны в земных лабораторных условиях.

Во многих работах свойства холодной кварковой материи были изучены в рамках феноменологической модели кваркового мешка MIT, получены УС при нулевой температуре и на их основе вычислены характеристики как гибридных адрон-кварковых звезд, так и странных кварковых звезд (см., например, [8-18]).

В последнее время для описания кварковой материи часто используют модель НИЛ [19,20], которая первоначально была предложена для объяснения происхождения массы нуклона с учетом спонтанного нарушения киральной симметрии, позже была переформулирована для описания кварковой материи [21,22]. Эта модель успешно воспроизводит многие черты КХД [23-25]. Комбинируя различные модификации кварковой модели НИЛ с различными моделями описания адронной материи, авторы ряда работ построили гибридное УС холодного вещества и на их основе исследовали свойства нейтронных звезд, содержащих кварковую материю (см., например, [26-30]).

Согласно современным представлениям, кварковая звезда может образоваться в результате взрыва сверхновой звезды (СНЗ). Несмотря на колоссальный прогресс в области вычислительной техники, успехов физики и наличие огромного количества компьютерных моделирований взрыва СНЗ, многие вопросы, связанные с этим явлением, остаются еще открытыми.

Процесс сжатия центральных областей предсверхновой звезды до образования сверхплотного и сверхгорячего (плотность вещества больше ядерной, а температура порядка 10^{12} К) образования длится не больше секунды. Еще до достижения таких плотностей и температур вещество становится непрозрачным для нейтрино. Поэтому лептонный заряд этого новообразования будет таким же как и у ядра предсверхновой звезды. Если это ядро углеродное, то относительный лептонный заряд $Y_L = 1/2$ (отношение лептонного и барионного зарядов вещества), а в случае железного ядра $Y_L = 26/56$. Это новообразование будет или прото-нейтронной звездой или прото-нейтронной звездой с кварковым ядром. Если природа допускает существование самосвязанного кваркового вещества, на что указывает Виттен в [31], то это будет прото-кварковой звездой.

Вопросы термодинамики, в частности, УС непрозрачной для нейтрино горячей странной кварковой материи (HSQM), а также плотной адронной материи в рамках разных моделей, рассмотрены в [32-39]. Непрозрачное для нейтрино HSQM образуется в прото-кварковой звезде при взрыве СНЗ. Поэтому эти вопросы важны именно для физики этих звезд.

Термодинамические характеристики HSQM без присутствия в нем нейтрино определены во многих работах (см., например, [40-42]). Эти результаты

интересны для тех кварковых звезд, у которых нейтрино уже не участвуют в установлении химического равновесия и свободно покидают звезду. Это те нейтрино, которые рождаются в HSQM по таким каналам, как тормозное излучение нейтринных пар электронами, распад плазмона на пару нейтрино-антинейтрино, аннигиляция электрон-позитронной пары в пару нейтрино-антинейтрино и т.п.

Целью настоящей работы является изучение термодинамических свойств горячей трехароматной кварковой материи при удержании нейтрино в рамках локальной SU(3) модели НИЛ.

Будем пользоваться "естественной" системой единиц, в которой постоянная Планка, скорость света и константа Больцмана полагаются равными единице: $\hbar = c = k_B = 1$.

2. *Горячая непрозрачная для нейтрино кварковая материя в модели НИЛ.* Плотность лагранжиана в рамках локальной SU(3) модели НИЛ имеет вид [23]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NJL} = & \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - \hat{m}_0) \psi + G \sum_{a=0}^8 \left[(\bar{\psi} \lambda_a \psi)^2 + (\bar{\psi} i \gamma_5 \lambda_a \psi)^2 \right] - \\ & - K \left\{ \det_f (\bar{\psi} (1 + \gamma_5) \psi) + \det_f (\bar{\psi} (1 - \gamma_5) \psi) \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ψ фермионные кварковые спинорные поля ψ_f^c с тремя ароматами $f = u, d, s$ и тремя цветами $c = r, g, b$. Первый член плотности дираковского лагранжиана свободных кварковых полей с матрицей масс токовых кварков $\hat{m}_0 = \text{diag}(m_{0u}, m_{0d}, m_{0s})$. Второй член соответствует кирально-симметричному четырехкварковому взаимодействию с константой связи G , где λ_a ($a = 1, 2, \dots, 8$) - матрицы Гелл-Манна и генераторы SU(3) группы в пространстве аромата, $\lambda_0 = \sqrt{2/3} \hat{I}$ ($\hat{I}$ - единичная 3×3 матрица). Третий член соответствует шестикварковому взаимодействию Кобаяши-Маскава-т Хоофта [43], приводящему к нарушению аксиальной $U_A(1)$ симметрии. Это взаимодействие имеет важное значение для получения расщепления масс $\eta'(958)$ и $\eta(547)$ мезонов. Именно благодаря этому члену в киральном пределе ($m_{0u} = m_{0d} = m_{0s} = 0$) масса η' мезона растет до конечного значения, в то время как другие псевдоскалярные мезоны, включая η , остаются безмассовыми.

Используя приближение среднего поля из лагранжиана (1), можно получить выражение для функциональной части плотности большого термодинамического потенциала $\tilde{\Omega}_{NJL}(T, \{M_f\}, \{\mu_f\})$

$$\begin{aligned}
\tilde{\Omega}_{NJL} = & -\frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \int_0^\Lambda dk k^2 E_f(k, M_f) - \\
& -\frac{3T}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left\{ \int_0^\Lambda dk k^2 \left[\ln \left(1 + e^{-(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T} \right) + \ln \left(1 + e^{-(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T} \right) \right] \right\} + \\
& + 2G \sum_{f=u,d,s} \left[\sigma_f(T, M_f, \mu_f)^2 \right] - 4K \sigma_u(T, M_u, \mu_u) \sigma_d(T, M_d, \mu_d) \sigma_s(T, M_s, \mu_s),
\end{aligned} \quad (2)$$

где Λ - импульс ультрафиолетового обрезания, необходимость которого возникает в связи с неперенормируемостью модели НИЛ, $E_f(k, M_f) = \sqrt{k^2 + M_f^2}$ - энергия, а μ_f - химический потенциал квазичастиц-кварков аромата f .

Концентрации кварков определяются выражением

$$n_f(T, M_f, \mu_f) = \frac{3}{\pi^2} \int_0^\Lambda dk k^2 \left[\frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}} \right]. \quad (3)$$

В выражении (2) для термодинамического потенциала $\tilde{\Omega}_{NJL}(T, \{M_f\}, \{\mu_f\})$ через $\sigma_f(T, M_f, \mu_f)$ ($f = u, d, s$) обозначены кварковые конденсаты $\langle \bar{\psi} \psi \rangle$, которые определяются так:

$$\begin{aligned}
\sigma_f(T, M_f, \mu_f) &= \langle \bar{\psi}_f \psi_f \rangle = \\
&= -\frac{3}{\pi^2} M_f \int_0^\Lambda dk \frac{k^2}{E_f(k, M_f)} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}} \right].
\end{aligned} \quad (4)$$

В приближении среднего поля щелевые уравнения для конституентных масс кварков M_u, M_d, M_s имеют вид

$$\begin{aligned}
M_u &= m_{0u} - 4G \sigma_u + 2K \sigma_d \sigma_s, \\
M_d &= m_{0d} - 4G \sigma_d + 2K \sigma_s \sigma_u, \\
M_s &= m_{0s} - 4G \sigma_s + 2K \sigma_u \sigma_d.
\end{aligned} \quad (5)$$

Плотность большого термодинамического потенциала, соответствующая кварковой компоненте, определяется выражением

$$\Omega_{NJL}(T, \{M_f\}, \{\mu_f\}) = \tilde{\Omega}_{NJL}(T, \{M_f\}, \{\mu_f\}) - \tilde{\Omega}_{NJL}(T = 0, \{n_f = 0\}). \quad (6)$$

Кварковые конденсаты $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$ при нулевой температуре $T=0$ и нулевых концентрациях $n_u = n_d = n_s = 0$ обозначим соответственно через $\sigma_{u0}, \sigma_{d0}, \sigma_{s0}$. Массы квазичастиц-кварков аромата $f = u, d, s$ при $n_u = n_d = n_s = 0$ обозначим через M_{f0} , а энергии - через $E_{f0} = E_f(k, M_{f0})$. Тогда для плотности большого термодинамического потенциала получим

$$\begin{aligned}\Omega_{NL} = & \frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \int_0^\Lambda dk k^2 (E_f(k, M_{f0}) - E_f(k, M_f)) - \\ & - \frac{3T}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left\{ \int_0^\Lambda dk k^2 \left[\ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}) \right] \right\} + \\ & + 2G(\sigma_u^2 + \sigma_d^2 + \sigma_s^2 - \sigma_{u0}^2 - \sigma_{d0}^2 - \sigma_{s0}^2) - 4K(\sigma_u \sigma_d \sigma_s - \sigma_{u0} \sigma_{d0} \sigma_{s0}).\end{aligned}\quad (7)$$

Плотность большого термодинамического потенциала горячей кварк-лептонной $u, d, s, e, \mu, \nu_e, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$ плазмы имеет вид

$$\begin{aligned}\Omega_{QP} = & \frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \int_0^\Lambda dk k^2 (E_f(k, M_{f0}) - E_f(k, M_f)) - \\ & - \frac{3T}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left\{ \int_0^\Lambda dk k^2 \left[\ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}) \right] \right\} + \\ & + 2G(\sigma_u^2 + \sigma_d^2 + \sigma_s^2 - \sigma_{u0}^2 - \sigma_{d0}^2 - \sigma_{s0}^2) - 4K(\sigma_u \sigma_d \sigma_s - \sigma_{u0} \sigma_{d0} \sigma_{s0}) - \\ & - \frac{T}{2\pi^2} \sum_l g_l \int_0^\infty dk k^2 \left[\ln(1 + e^{-(E_l(k) - \mu_l)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_l(k) + \mu_l)/T}) \right],\end{aligned}\quad (8)$$

где $E_l(k) = \sqrt{k^2 + m_l^2}$, μ_l - химический потенциал, m_l - масса лептона типа l ($l = e, \mu, \nu_e, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$), а g_l - кратность вырождения лептона типа l ($g_e = g_\mu = 2$, $g_{\nu_e} = g_{\nu_\mu} = 1$).

Концентрация лептона типа l определяется выражением

$$n_l(T, \mu_l) = -\frac{\partial \Omega_{QP}}{\partial \mu_l} = \frac{g_l}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \left[\frac{1}{1 + e^{(E_l(k) - \mu_l)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(E_l(k) + \mu_l)/T}} \right]. \quad (9)$$

Для плотности энтропии кварк-лептонной плазмы, состоящей из частиц $f = u, d, s$ и $l = e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$, в рамках модели НИЛ из (8) получим

$$\begin{aligned}S_{QP} = & -\frac{\partial \Omega_{QP}}{\partial T} = \\ = & \frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left\{ \int_0^\Lambda dk k^2 \left[\ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}) \right] \right\} + \\ & + \frac{3}{\pi^2 T} \sum_{f=u,d,s} \left\{ \int_0^\Lambda dk k^2 E_f(k, M_f) \left[\frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}} + \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}} \right] \right\} - \\ & - \frac{1}{T} \sum_{f=u,d,s} \mu_f n_f + \sum_l \left\{ \frac{g_l}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \left[\ln(1 + e^{-(E_l(k) - \mu_l)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_l(k) + \mu_l)/T}) \right] - \frac{1}{T} \mu_l n_l \right\}.\end{aligned}\quad (10)$$

Исходя из термодинамического соотношения между плотностью энергии и большим термодинамическим потенциалом $\varepsilon = \Omega + TS + \sum_i \mu_i n_i$, где

суммирование идет по всем типам частиц, получим

$$\begin{aligned} \varepsilon_{QP} = & \frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left\{ \int_0^\Lambda dk k^2 [E_f(k, M_{f0}) - E_f(k, M_f)] \times \right. \\ & \times \left(1 - \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}} \right) \Bigg\} + \\ & + 2G(\sigma_u^2 + \sigma_d^2 + \sigma_s^2 - \sigma_{u0}^2 - \sigma_{d0}^2 - \sigma_{s0}^2) - 4K(\sigma_u \sigma_d \sigma_s - \sigma_{u0} \sigma_{d0} \sigma_{s0}) + \\ & + \frac{1}{2\pi^2} \sum_l g_l \int_0^\infty dk k^2 E_l(k) \left[\frac{1}{1 + e^{(E_l(k) - \mu_l)/T}} + \frac{1}{1 + e^{(E_l(k) + \mu_l)/T}} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для давления получим выражение

$$\begin{aligned} P_{QP} = & \frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \int_0^\Lambda dk k^2 [E_f(k, M_f) - E_f(k, M_{f0})] + \\ & + \frac{3T}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left\{ \int_0^\Lambda dk k^2 \left[\ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}) \right] \right\} - \\ & - 2G(\sigma_u^2 + \sigma_d^2 + \sigma_s^2 - \sigma_{u0}^2 - \sigma_{d0}^2 - \sigma_{s0}^2) + 4K(\sigma_u \sigma_d \sigma_s - \sigma_{u0} \sigma_{d0} \sigma_{s0}) + \\ & + \frac{T}{2\pi^2} \sum_l g_l \int_0^\infty dk k^2 \left[\ln(1 + e^{-(E_l(k) - \mu_l)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_l(k) + \mu_l)/T}) \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Отметим, что в формулах для плотностей большого термодинамического потенциала, энергии и энтропии, а также для давления, вклады данного сорта частиц и соответствующих античастиц объединены в одно выражение. Приведенные в формулах (3) и (9) выражения для плотности числа частиц i -того сорта n_i в действительности представляют собой разность концентраций частиц и античастиц i -того сорта.

3. Уравнения термодинамического равновесия при удержании нейтрино. Химически равновесный состав в HSQM устанавливается процессами взаимопревращения конститuentов вещества:

$$\begin{aligned} d \rightleftharpoons u + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad d \rightleftharpoons u + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu, \quad s \rightleftharpoons u + e^- + \tilde{\nu}_e, \\ s \rightleftharpoons u + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu, \quad e^- + \tilde{\nu}_e \rightleftharpoons \mu^- + \tilde{\nu}_\mu. \end{aligned} \quad (13)$$

Условия химического равновесия между кварками и лептонами в HSQM при удержании нейтрино будут:

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e - \mu_{\nu_e}, \quad \mu_e - \mu_{\nu_e} = \mu_\mu - \mu_{\nu_\mu} = \mu_\tau - \mu_{\nu_\tau}, \quad \mu_s = \mu_u + \mu_e - \mu_{\nu_e}. \quad (14)$$

Эти уравнения следует дополнить условием электронейтральности и законами сохранения барионного и лептонных зарядов.

Условие электронейтральности имеет вид

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e - n_\mu - n_\tau = 0. \quad (15)$$

Плотность барионного заряда определяется выражением

$$n_B = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s). \quad (16)$$

Доли e -лептонного, μ -лептонного и τ -лептонного зарядов задаются параметрами

$$Y_{L_e} = \frac{n_{L_e}}{n_B} = \frac{n_e + n_{\nu_e}}{n_B}, \quad Y_{L_\mu} = \frac{n_{L_\mu}}{n_B} = \frac{n_\mu + n_{\nu_\mu}}{n_B}, \quad Y_{L_\tau} = \frac{n_{L_\tau}}{n_B} = \frac{n_\tau + n_{\nu_\tau}}{n_B}. \quad (17)$$

Если в качестве независимых входных переменных использовать температуру T , плотность барионного числа n_B , плотности лептонных зарядов n_{L_e} , n_{L_μ} и n_{L_τ} , то уравнения (3-5, 9, 14-17) без учета нейтринных осцилляций позволяют определить концентрации и химические потенциалы всех частиц HSQM, а также эффективные массы кварков M_u , M_d , M_s и кварковые конденсаты σ_u , σ_d , σ_s .

В представленной работе область значений концентрации барионного заряда HSQM ограничена сверху значением $n_B \approx 10n_0$. Именно эта область представляет физический интерес для физики как гибридных адрон-кварковых звезд, так и странных кварковых звезд. В такой HSQM, помимо освобожденных u , d , s кварков, присутствуют электроны, мюоны и все возможные типы нейтрино, а также соответствующие им античастицы. Из-за большой массы тау-лептона и сравнительно малого значения химического потенциала электронов и мюонов в рассматриваемой нами области плотности барионного заряда в HSQM тау-лептоны будут отсутствовать, а тау-нейтрино ν_τ будут образовываться распадом плазмона или в результате нейтринных осцилляций.

В каждом элементарном акте взаимодействия лептонов с барионами или с кварками соответствующий лептонный заряд сохраняется. Мы рассматриваем HSQM, которая образовалась при имплозии центральных областей предсверхновой звезды без утечки лептонных зарядов. Поскольку до начала имплозии в веществе присутствовали только электронные лептоны, то в новообразованном HSQM будет отличным от нуля только электронный лептонный заряд. Необходимо отметить, что нейтринные осцилляции могут нарушить такое соотношение лептонных зарядов. Мюоны могут появляться как до, так и после развала барионов.

Пренебрегая эффектами, обусловленными нейтринными осцилляциями, можем считать, что $n_{L_\tau} = 0$, т.е. концентрации ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$ одинаковые и определяются исключительно значением температуры HSQM, а химический потенциал этих нейтрино равен нулю.

Нейтринные осцилляции, связанные с наличием масс у нейтрино, были предсказаны более чем полвека тому назад Понтекорво [44] и экспериментально доказаны в 2015г. Если нейтринные осцилляции в HSQM прото-кварковой звезды протекают так бурно, что концентрации и химические потенциалы всех типов нейтрино становятся одинаковыми:

$$n_{\nu_e} = n_{\nu_\mu} = n_{\nu_\tau} = n_{\nu 0}, \quad \mu_{\nu_e} = \mu_{\nu_\mu} = \mu_{\nu_\tau} = \mu_\nu, \quad n_\nu = 3 n_{\nu 0}, \quad (18)$$

то при учете нейтринных осцилляций три уравнения сохранения лептонных зарядов разных типов (17) заменяются одним уравнением сохранения суммарного лептонного заряда n_L :

$$n_L = n_e + n_\mu + n_\nu. \quad (19)$$

Формально для термодинамики HSQM в этом случае все типы нейтрино неразличимы. Их суммарная концентрация n_ν , температура T и химический потенциал μ_ν связаны соотношением (9) с "кратностью вырождения" $g_\nu = 3$. Из равенства всех нейтринных химических потенциалов согласно (14) следует также равенство электронных и мюонных химических потенциалов. Так что при учете нейтринных осцилляций число уравнений термодинамического равновесия уменьшается на два.

Напомним, что здесь во всех приведенных формулах плотность числа частиц i -того сорта n_i в действительности представляет собой разность концентраций частиц и античастиц данного сорта.

4. Результаты численных расчетов. В настоящей работе численные расчеты проводились со значениями параметров модели НИЛ, приведенными в работе [23]:

$$m_{0u} = m_{0d} = 5.5 \text{ МэВ}, \quad m_{0s} = 140.7 \text{ МэВ}, \quad \Lambda = 602.3 \text{ МэВ}, \\ G = 1.835/\Lambda^2, \quad K = 12.36/\Lambda^5.$$

Для долей лептонных зарядов, т.е лептонных зарядов, приходящихся на единицу барионного заряда, были использованы значения: $Y_{L_e} = 0.4$, $Y_{L_\mu} = 0$, $Y_{L_\tau} = 0$.

Как отмечено выше, в веществе центральных областей предсверхновой звезды до имплозии относительный лептонный заряд $Y_e = n_e/n_B$ (число электронов, приходящихся на единицу барионного заряда) находится в пределах $26/56 \div 1/2$. В наших расчетах принято значение $Y_e = 0.4 < 26/56$, чтобы как-то компенсировать частичное уменьшение лептонного заряда при имплозии до образования прото-кварковой звезды.

В настоящей работе эффекты, связанные с нейтринными осцилляциями, не учитываются. В таком случае только электронные и мюонные нейтрино участвуют в установлении термодинамического равновесия.

Численное решение системы уравнений (3-5, 9, 14-17) позволяет при заданных значениях температуры T , плотности барионного заряда n_B и относительных лептонных зарядов $Y_{L_e}, Y_{L_\mu}, Y_{L_\tau}$, определить конstituентные массы кварков M_u, M_d, M_s , кварковые конденсаты $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$, а также концентрации и химические потенциалы всех составных частиц HSQM. Нахождение этих характеристик в свою очередь позволяет вычислить остальные термодинамические величины HSQM - плотность энергии, плотность энтропии, а также давление.

Поскольку в рассматриваемом нами случае лептонный заряд τ -нейтрино равен нулю, то в соответствии с (9) плотность энергии и давление τ -нейтрино независимо от найденного решения определяются выражением:

$$\varepsilon_{\nu_\tau} = 3 p_{\nu_\tau} = \frac{7}{240} \pi^2 T^4. \quad (20)$$

На рис.1 для значений температуры $T = \{0; 40; 60; 80; 100\}$ МэВ приведены изотермические зависимости давления P HSQM от концентрации барионного заряда n_B . На этом рисунке для холодного состояния ($T=0$) приведены две кривые. Сплошная кривая $P^{(0)}(n_B) = P(n_B, T=0)$ соответствует холодному странному кварковому веществу (CSQM) при наличии нейтрино с лептонным зарядом $Y_{L_e} = 0.4$. Конечно, такое состояние не может реализоваться, так как в полностью вырожденном веществе длина свободного пробега нейтрино бесконечна, и они свободно покидают вещество. В конечном итоге устанавли-

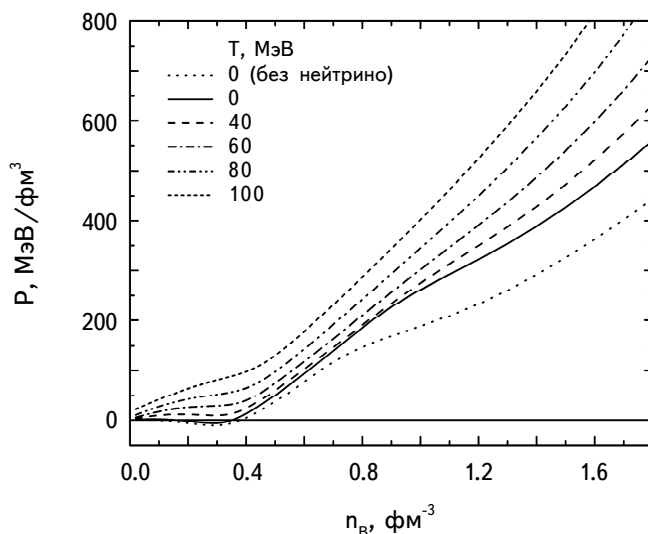


Рис.1. Зависимость давления P от плотности барионного заряда n_B для странной кварковой материи при различных значениях температуры T . Сплошная кривая соответствует холодной материи при удержании нейтрино, а пунктирная - холодной материи без удержания нейтрино [30].

ливается состояние с $Y_{Le} \sim 10^{-3}$. Эта кривая приводится как предельное положение кривых $P = P(n_B, T)$ с $Y_{Le} = 0.4$ при $T \rightarrow 0$. При остывании прото-кварковой звезды с уходом нейтрино, т.е. с уменьшением лептонного заряда, УС HSQM звезды асимптотически приближается к $P_0(n_B) = P(n_B, n_v = 0, T = 0)$ [30] без содержания нейтрино (пунктирная кривая на рис.1). Сдвиг этих двух $P^{(0)}(n_B) = P(n_B, T = 0)$ кривых обусловлен именно большой разницей между лептонными зарядами в этих состояниях CSQM. При $n_{0B} \approx 0.38 \text{ фм}^{-3}$ давление CSQM равно нулю. Ниже этой плотности CSQM не существует. Таким является и HSQM с температурой ниже $T \approx 20 \text{ МэВ}$. Выше этой температуры до $T \approx 50 \text{ МэВ}$ давление HSQM всегда положительное, однако в точке $n_B \approx 0.3 \text{ фм}^{-3}$ кривые $P = P(n_B, T)$ имеют минимум. Таким образом при $n_B \leq 0.3 \text{ фм}^{-3}$ в области температур $20 \leq T \leq 60 \text{ МэВ}$ HSQM тоже не реализуется.

На рис.2 для значений начальной температуры $T = \{20; 40; 60; 80; 100\}$ МэВ приведены изотермические зависимости относительного изменения давления $(P - P_0)/P_0$ ($P_0 = P(n_B, n_v = 0, T = 0)$) при полном остывании и покидании всех нейтрино от концентрации барионного заряда n_B . Большие значения этого отношения вблизи $n_{0B} \approx 0.38 \text{ фм}^{-3}$ обусловлены нулевым значением давления P_0 .

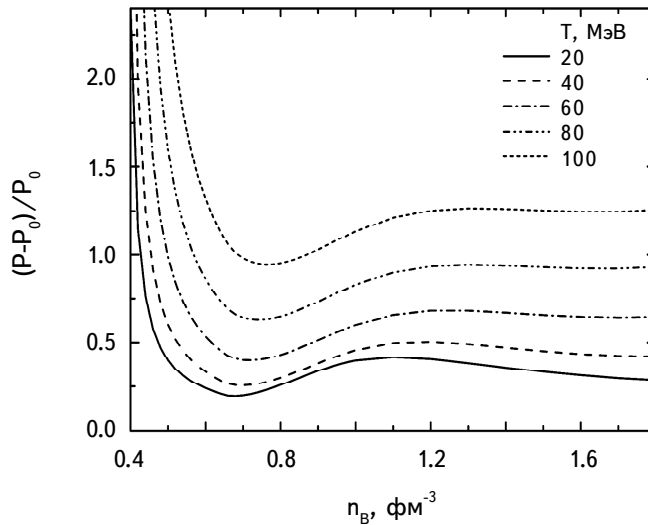


Рис.2. Относительное изменение давления $(P - P_0)/P_0$ ($P_0 = P(n_B, n_v = 0, T = 0)$) странной кварковой материи с относительным лептонным зарядом $Y_{Le} = 0.4$ при полном остывании и покидании всех нейтрино в зависимости от плотности барионного заряда n_B при различных значениях начальной температуры T .

Для физики сверхплотных небесных тел физический интерес представляет область плотностей $n_B > (3 \div 4)n_0$, где $n_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ плотность ядерного насыщения. В этой области давление HSQM при $T = 100 \text{ МэВ}$ больше чем в два

раза превосходит давление CSQM. Это означает, что при остывании прото-кварковая звезда будет сильно сжиматься, что приведет к выделению огромного количества гравитационной энергии.

На рис.3 для тех же значений температуры приведены изотермические зависимости давления P HSQM от плотности энергии ε . Сплошная и пунктирная кривые те же, что и на рис.1.

Характер кривых $P = P(\varepsilon, T)$ и $P = P(n_B, T)$ в основном одинаков. Только

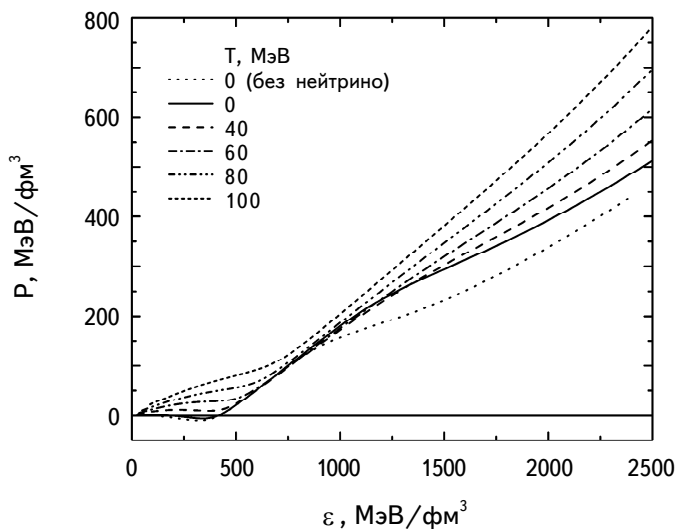


Рис.3. Зависимость давления P от плотности энергии ε для странной кварковой материи при различных значениях температуры T . Сплошная кривая соответствует холодной материи при удержании нейтрино, а пунктирная - холодной материи без удержания нейтрино.

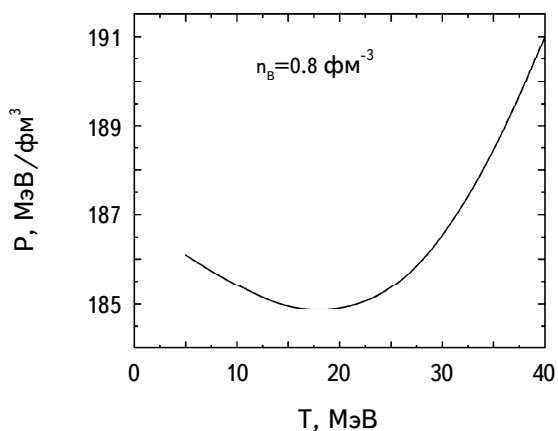


Рис.4. Зависимость давления P от температуры T для HSQM при фиксированном значении плотности барионного заряда $n_B = 0.8 \text{ fm}^{-3}$.

лишь в области $700 \leq \varepsilon \leq 1250$ МэВ/фм³ и $T \leq 60$ МэВ при одинаковых плотностях энергии давление HSQM меньше давления CSQM. При одной и той же плотности энергии концентрация барионного заряда в CSQM больше, чем в HSQM и казалось, что этим можно было бы объяснить такое поведение упомянутых кривых. То, что только этим нельзя объяснить такое поведение кривых $P = P(\varepsilon, T)$, видно из рис.4, на котором показана зависимость давления HSQM от температуры при постоянной концентрации барионного заряда $n_B = 0.8$ фм⁻³.

С увеличением температуры давление HSQM падает до минимального значения, а потом возрастает. Это не покажется странным, если вспомнить свойство воды при нормальном давлении и $t < 4^\circ\text{C}$: с увеличением давления температура воды падает, что обусловлено характером взаимодействия между системообразующими частицами. Упомянутое выше поведение давления HSQM при сравнительно невысоких температурах (рис.3 и рис.4) можно объяснить рождением s кварка и вкладом в энергию взаимодействия этого кварка с другими частицами. Согласно модели НИЛ, обильное рождение странного кварка в HSQM наступает при $n_B = 0.7 \div 0.8$ фм⁻³. В согласии с принципом Ле'Шателье рождение частиц нового сорта уменьшает рост давления. Для невысоких температур это хорошо заметно на рис.1.

На рис.5 приведены относительные вклады отдельных кварковых ароматов $n_f/3n_B$, ($f = u, d, s$) в барионный заряд системы в зависимости от плотности

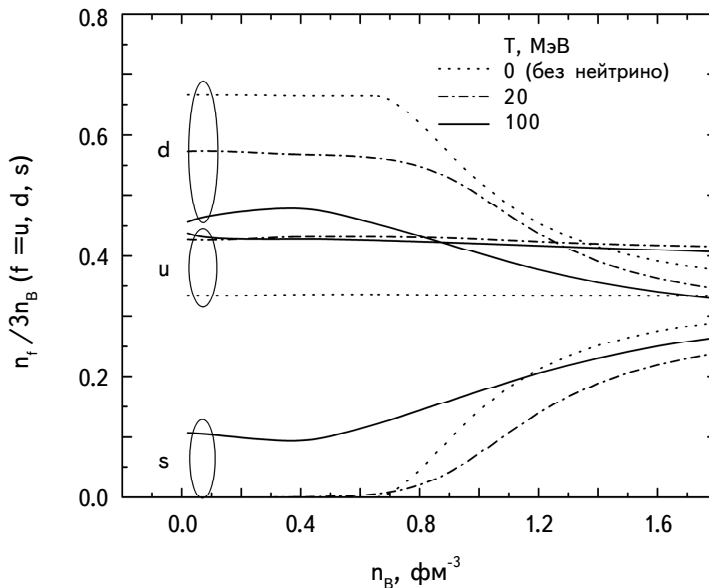


Рис.5. Относительные вклады различных кварковых ароматов в барионный заряд системы ($n_f/3n_B$), $f = u, d, s$ в зависимости от плотности барионного заряда n_B для странной кварковой материи при различных значениях температуры T .

барионного заряда n_B при разных значениях температуры $T = \{0; 20; 100\}$ МэВ.

В CSQM порог рождения странного кварка имеет строго определенное значение: $n_B \approx 0.66 \text{ фм}^{-3}$. При $T \neq 0$ за счет высокоэнергичных "хвостов" Ферми распределения частиц в HSQM s кварки присутствуют при любой плотности. Если при температуре $T = 20$ МэВ эффективный порог рождения s кварка можно считать $n_B = 0.5 \div 0.6 \text{ фм}^{-3}$, то для $T = 100$ МэВ говорить о таком пороге нельзя. Все это наглядно показано на рис.5. Как и следовало ожидать остывание HSQM при постоянной концентрации барионного заряда n_B сопровождается монотонным уменьшением плотности энергии.

На рис.6 для значений температуры $T = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ приведены изотермические зависимости плотности энергии от концентрации барионного заряда n_B . В пределе $n_B \rightarrow 0$, когда кварков больше нет, "вещество" содержит только лептон-антилептонные пары. Поэтому плотность энергии в этом пределе имеет отличное от нуля значение.

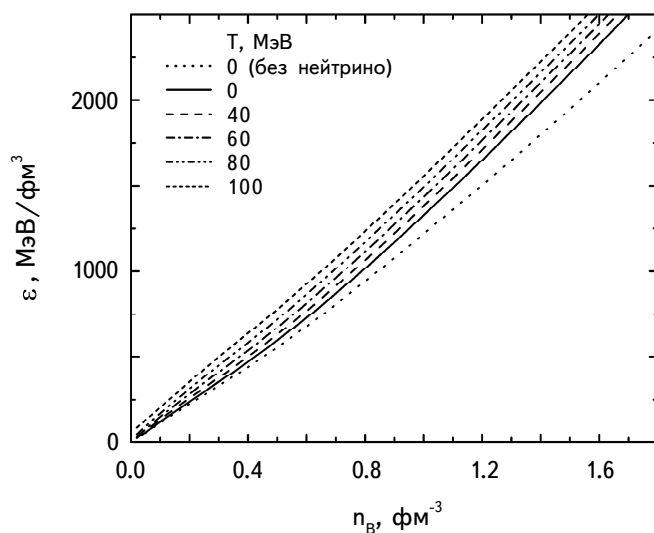


Рис.6. Зависимость плотности энергии ε от плотности барионного заряда n_B для странной кварковой материи при различных значениях температуры T . Сплошная кривая соответствует холодной материи при удержании нейтрино, а пунктирная - холодной материи без удержания нейтрино.

На рис.7 для значений начальной температуры $T = \{20; 40; 60; 80; 100\}$ МэВ приведены изотермические зависимости от концентрации барионного заряда n_B , относительного изменения плотности энергии $(\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ ($\varepsilon_0 = \varepsilon(n_B, n_v = 0, T = 0)$) при полном остывании и покидании всех нейтрино.

В пределе $n_B \rightarrow \infty$ кварковая составляющая стремится к асимптотически свободному состоянию: становится вырожденным ультрарелятивистским идеальным газом. В холодном состоянии у такого газа концентрации всех

кварков одинаковые, а электроны отсутствуют. У HSQM в этом пределе при $L \neq 0$ (лептоны в HSQM существуют) концентрации отдельных кварков не равны. Поэтому энергия в этом состоянии отличается от энергии CSQM. В пределе $n_B \rightarrow \infty$ отношение $(\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ не будет зависеть от температуры. На рис.7 максимальное значение плотности барионного заряда не так велико, однако вышеупомянутое поведение уже заметно.

Численное значение $(P - P_0)/P_0$ у HSQM до $3 \div 5$ раз превосходит величину $(\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$. Если учесть, что плотность энергии и давление сверхплотного вещества являются почти взаимнопропорциональными величинами, то это покажется странным. Нетрудно убедиться, что такое различие между упомянутыми величинами связано с наличием нулевого давления у CSQM при неравной нулю плотности барионного заряда $n_B = n_{0B} \approx 0.38 \text{ фм}^{-3}$.

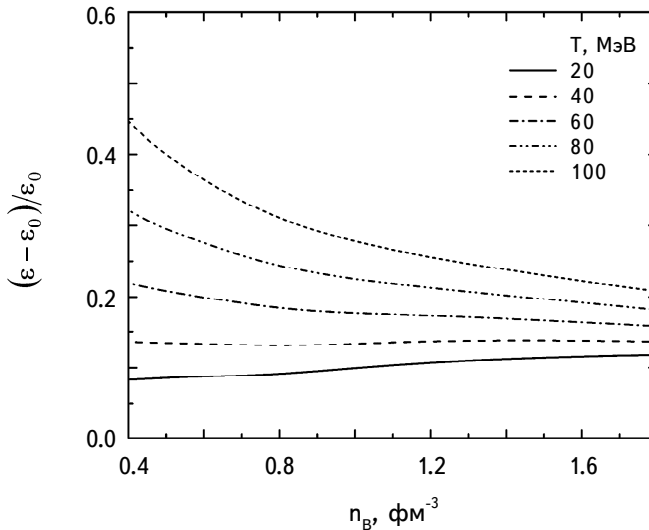


Рис.7. Относительное изменение плотности энергии $(\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ ($\varepsilon_0 = P(n_B, n_v = 0, T = 0)$) странной кварковой материи с относительным лептонным зарядом $Y_{L_v} = 0.4$ при полном остывании и покидании всех нейтрино в зависимости от плотности барионного заряда n_B при различных значениях начальной температуры T .

Из рис.7 видно, что HSQM с начальной температурой $T = 100 \text{ МэВ}$, остывая при постоянной плотности барионного заряда, теряет (в основном нейтринным потоком) до 30%-ов своей энергии. При остывании прото-кварковая звезда будет сжиматься с одновременным выделением огромного количества энергии. За счет этих двух процессов масса прото-кварковой звезды значительно уменьшится. Расчеты, проведенные в рамках модели мешка MIT, показывают, что масса прото-кварковой звезды при остывании может уменьшаться до 25%-ов [45]. Каким будет уменьшение массы прото-кварковой звезды при остывании, согласно модели НИЛ, покажут соответствующие расчеты.

Скорость распространения механических возмущений в материальной среде называют скоростью звука v_s в этой среде. В газах и жидкостях эта скорость определяется как УС, так и характером происходящих процессов при распространении звука. В обычных газах периодическое сжатие и разрежение сопровождается повышением и понижением температуры. Для частот $f < 10$ Гц теплопроводность успевает обеспечить изотермичность процесса, а для $f > 20$ Гц процесс идет без переноса теплоты, т.е. распространение колебаний происходит адиабатично. Поэтому различают изотермическую $v_s^{(T)} = c \sqrt{(dP/d\varepsilon)_T}$ и адиабатическую $v_s^{(S_B)} = c \sqrt{(dP/d\varepsilon)_{S_B}}$ скорости звука. Известный из учебников физики этот материал мы здесь приводим, чтобы показать источник одного заблуждения при определении скорости звука как в холодном вырожденном, так и в горячем сверхплотном веществе.

Во многих работах по известному УС сверхплотного вещества $P = P(\varepsilon, T)$ по аналогии с больцмановским газом скорость звука определяется как

$$v_s^{(S_B)} = c \sqrt{(dP/d\varepsilon)_{S_B}}. \quad (21)$$

Однако, если при распространении звука в среде происходят структурные изменения, то область справедливости формулы (21) следует уточнить.

На рис.8 приведены зависимости квадрата адиабатической и изотермической скоростей звука в HSQM с температурами $T = 100$ МэВ от концентрации барионного заряда, с предположением, что в каждый момент времени компо-

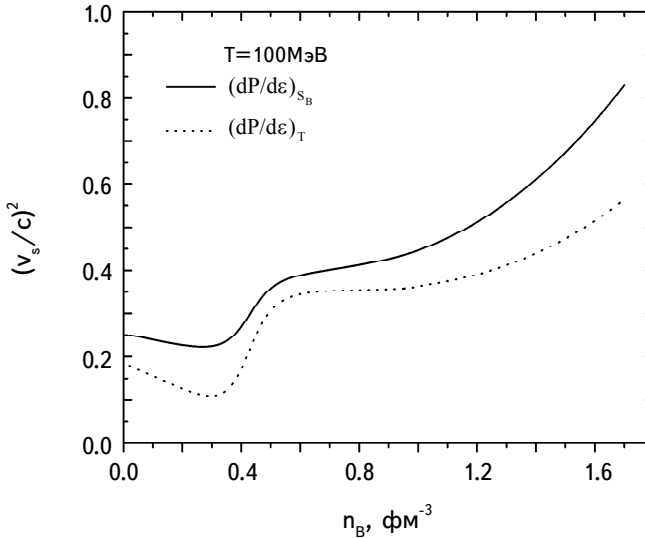


Рис.8. Квадраты адиабатической $v_s^{(S_B)}$ и изотермической $v_s^{(T)}$ скоростей звука в HSQM при температуре $T = 100$ МэВ в зависимости от концентрации барионного заряда n_B без учета конечности скоростей релаксационных процессов, приводящих к изменению композитного состава вещества.

зитный состав частиц при периодическом колебании плотности соответствует равновесному состоянию. В адиабатическом приближении в работах [38,46-48] для различных УС свехплотного вещества без учета релаксационных явлений определена скорость звука.

HSQM является релаксирующей системой. Звуковая волна может нарушать термодинамическое равновесие между составными компонентами HSQM, которая имеет несколько характерных времен релаксации. Одно определяется величиной коэффициента теплопроводности, другие - характерными временами фундаментальных взаимодействий. Для HSQM численные значения этих времен сильно отличаются. Учет влияния всевозможных релаксационных процессов на скорость звука в HSQM требует отдельного исследования, что выходит за рамки настоящей работы. Понятно, что скорость звуковой волны в HSQM будет зависеть от частоты ω_s . Скорость звука с данной частотой в HSQM будет максимальной, если композитный состав при распространении волны будет неизменным, т.е. звуковые колебания среды происходят так быстро, что вещество не успевает перестраиваться. Если же период колебаний плотности в звуковой волне настолько велик, что HSQM каждый момент времени является равновесным (среда успевает перестраиваться), то скорость звука будет минимальной. На рис.8 этому соответствует нижняя кривая.

Если учесть, что время жизни свободного нейтрона порядка пятнадцати минут, то самым медленным релаксационным процессом является перестройка кварковой компоненты по реакциям (13). Сверхплотное вещество обладает огромной теплопроводностью. Поэтому звуковая волна в HSQM в широкой области частот будет изотермическим процессом без изменения кваркового состава. Подробное изучение частотной зависимости скорости звука в HSQM тема отдельного исследования.

5. Заключение и критические замечания. На основе модели НИЛ определены термодинамические характеристики непрозрачного для нейтрино горячего кваркового вещества без учета нейтринных осцилляций и векторного и аксиально-векторного каналов взаимодействия кварков. В наших расчетах учтены три сорта нейтрино в согласии со стандартной моделью теории элементарных частиц.

В отличие от модели кваркового мешка MIT в рамках модели НИЛ не существует самосвязанного состояния кваркового вещества, поэтому в представленной работе словосочетание "прото-кварковая звезда" применимо только для звезд с массой близкой к максимально возможному значению, у которых вещество находится в основном в кварковом состоянии. Правда, состояние прото-кварковой звезды с удержанием нейтрино может длиться недолго, несколько минут или чуть дольше, однако это важный этап жизни СНЗ.

Если при имплозии центральных областей предсверхновой звезды нейтрино не удерживается веществом, то энергия отдельных нейтрино на порядок меньше, чем при их удержании. Хотя общее количество энергии, уносимое нейтрино в обоих случаях примерно одинаковое, однако более энергичные нейтрино из-за сравнительно большого сечения взаимодействия с окружающим прото-кварковую звезду веществом, могут играть решающую роль в дальнейшей судьбе СНЗ.

Для астрофизики сверхплотных небесных тел важное значение имеет знание физических свойств кваркового вещества в области выше $3 \div 5$ ядерных плотностей. Теоретические исследования свойств кваркового вещества в области ниже этих плотностей представляют интерес для понимания и объяснения результатов экспериментов по столкновению атомных ядер высоких энергий.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре прикладной электродинамики и моделирования ЕГУ, финансируемой комитетом по науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: ghajyan@ysu.am galaverdyan@ysu.am

HOT QUARK MATTER AT NEUTRINO CONFINEMENT IN THE FRAMEWORK OF THE LOCAL SU(3) NAMBU - JONA-LASINIO MODEL

G.S.HAJYAN, G.B.ALAVERDYAN

The thermodynamic characteristics of hot β -equilibrium electrically neutral three-flavor quark matter at neutrino confinement are investigated. For the thermodynamic description of such a quark-lepton system, the local SU(3) Nambu - Jona-Lasinio (NJL) model is used, in which also takes into account the 't Hooft interaction, leading to the quark flavor mixing effect. The energy density ε and pressure P of quark matter are numerically determined for different values of the baryon number density in the range $n_B \in [0.02 \div 1.8] \text{ fm}^{-3}$ and temperatures in the range $T \in [0 \div 100] \text{ MeV}$. The results obtained are compared with the results of cold quark matter calculated within the framework of the same model, but under the assumption that all neutrinos have already left the system. The dependence of the contribution of individual quark flavors to the baryon charge of the system at

different temperatures is discussed. Both isothermal and adiabatic speeds of sound in hot quark matter are determined depending on the baryon number density.

Keywords: *hot quark matter:confinement of neutrinos:NJL model:equation of state*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Marty, J.Aichelin*, Phys. Rev. C, **87**, 034912, 2013.
2. *P.Braun-Munzinger, V.Koch, T.Schäfer et al.*, Phys. Repts., **621**, 76, 2016.
3. *D.Boyanyovskiy, H.J. de Vega, D.J.Schwarz*, Nucl. Part. Sci., **56**, 441, 2006.
4. *T.Boeckel, S.Schettler, J.Schaffner-Bielich*, Prog. Part. Nucl. Phys., **66**, 266, 2011.
5. *N.K.Glendenning*, Compact Stars: nuclear physics, particle physics, and general relativity, Springer, 2000.
6. *F.Weber*, Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics, IOP Publishing Ltd, London, UK, 1999.
7. *J.Roark, V.Dexheimer*, Phys. Rev. C, **98**, 055805, 2018.
8. *K.Scherer, C.Greiner, J.Schaffner-Bielich et al.*, Nucl. Phys. A, **677**, 463, 2000.
9. *G.F.Burgio, M.Baldo, P.K.Sahu, H.-J.Schulze*, Phys. Rev. C, **66**, 025802, 2002.
10. *B.K.Sharma, P.K.Panda, S.K.Patra*, Phys. Rev. C, **75**, 035808, 2007.
11. *G.B.Alaverdyan*, Res. Astron. Astrophys., **10**, 1255, 2010.
12. *Г.Б.Алавердян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **60**, 617, 2017, (Astrophysics, **60**, 563, 2017).
13. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
14. *Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян*, Астрофизика, **42**, 617, 1999, (Astrophysics, **42**, 467, 1999).
15. *P.Jaikumar, S.Reddy, A.W.Steiner*, Phys. Rev. Lett., **96**, 041101, 2006.
16. *M.G.Alford, S.Han, M.Prakash*, Phys. Rev. D, **88**, 083013, 2013.
17. *Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **60**, 605, 2017, (Astrophysics, **60**, 553, 2017).
18. *C.Vásquez Flores, G.Lugones*, Phys. Rev. C, **95**, 025808, 2017.
19. *Y.Nambu, G.Jona-Lasinio*, Phys. Rev., **122**, 345, 1961.
20. *Y.Nambu, G.Jona-Lasinio*, Phys. Rev., **124**, 246, 1961.
21. *T.Eguchi*, Phys. Rev. D, **14**, 2755, 1976.
22. *K.Kikkawa*, Prog. Theor. Phys., **56**, 947, 1976.
23. *P.Rehberg, S.P.Klevansky, J.Hüfner*, Phys. Rev. C, **53**, 410, 1996.
24. *M.Buballa*, Phys. Rep., **407**, 205, 2005.
25. *М.К.Волков, А.Е.Раджабов*, УФН, **176**, 569, 2006.
26. *M.Alford, A.Sedrakian*, Phys. Rev. Lett., **119**, 161104, 2017.
27. *Г.Б.Алавердян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **61**, 557, 2018, (Astrophysics,

- 61, 483, 2018).
28. *I.F.Ranea-Sandoval, M.G.Orsaria, G.Malfatti et al.*, Symmetry, **11**, 425, 2019.
29. *J.J.Li, A.Sedrakian, M.Alford*, Phys. Rev. D, **101**, 063022, 2020.
30. *G.Alaverdyan*, Symmetry, **13**, 124, 2021.
31. *E.Witten*, Phys. Rev. D, **30**, 272, 1984.
32. *P.C.Chu, X.H.Li, B.Wang et al.*, Eur. Phys. J. C, **77**, 512, 2017.
33. *Г.С.Аджян*, Астрофизика, **61**, 585, 2018, (Astrophysics, **61**, 511, 2018).
34. *G.Malfatti, M.G.Orsaria, G.A.Contrera et al.*, Phys. Rev. C, **100**, 015803, 2019.
35. *A.R.Raduta, M.Oertel, A.Sedrakian*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **499**, 914, 2020.
36. *Г.С.Аджян*, Астрофизика, **63**, 149, 2020, (Astrophysics, **63**, 125, 2020).
37. *S.Khadkikar, A.R.Raduta, M.Oertel et al.*, Phys. Rev. C, **103**, 055811, 2021.
38. *J.R.Stone, V.Dexheimer, P.A.M.Guichon et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **502**, 3476, 2021.
39. *L.L.Lopes, C.Biesdorf, K.D.Marquez et al.*, Phys. Scripta, **96**, 065302, 2021.
40. *Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян*, Астрофизика, **57**, 601, 2014, (Astrophysics, **57**, 559, 2014).
41. *G.H.Bordbar, R.Hosseini, F.Kayanikhoo et al.*, Astrophysics, **62**, 276, 2019.
42. *M.Kumari, A.Kumar*, Eur. Phys. J. Plus, **136**, 19, 2021.
43. *G.'t Hooft*, Phys. Rev. Lett., **37**, 8, 1976.
44. *Б.Понтекорово*, ЖЭТФ, **33**, 549, 1957.
45. *G.Нажян*, Particles, **4**, 37, 2021.
46. *T.Kojo, D.Hou, J.Okafor et al.*, arXiv: 2012.01650 [astro-ph.HE], 2020.
47. *Y.L.Ma, M.Rho*, arXiv: 2104.13822, [nucl-th], 2021.
48. *P.Jakobus, A.Motornenko, R.O.Gomes et al.*, Eur. Phys. J. C, **81**, 41, 2021.