

## КВАРКОВАЯ МАТЕРИЯ В МОДЕЛИ НИЛ С ВЕКТОРНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ И СТРУКТУРА ГИБРИДНЫХ ЗВЕЗД

Г.Б.АЛАВЕРДЯН

Поступила 8 февраля 2022

Принята к печати 3 мая 2022

Изучены свойства адрон-кварковых гибридных звезд, когда кварковая фаза описывается в рамках локальной  $SU(3)$  модели Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ) с учетом вклада векторного и аксиально-векторного взаимодействия между кварками, а адронная фаза - в модели релятивистского среднего поля (РСП). Для разных значений константы векторной связи  $G_V$  рассчитаны уравнения состояния кварковой материи и определены параметры адрон-кваркового фазового перехода, в предположении, что фазовое превращение протекает в соответствии с построением Максвелла. Показано, что чем больше константа векторной связи, тем "жестче" уравнение состояния кварковой материи и тем больше давление сосуществования фаз  $P_0$ . Используя полученные гибридные уравнения состояния, численно интегрированы уравнения TOV и определены масса и радиус компактной звезды при разных значениях центрального давления  $P_c$ . Показано, что чем больше  $G_V$ , тем больше максимальная масса компактной звезды и тем меньше радиус конфигурации с максимальной массой. Обсуждаются также вопросы устойчивости гибридных звезд. Показано, что в рамках рассматриваемой модели для всех значений константы векторной связи гибридная звезда с бесконечно малой кварковой сердцевиной устойчива. Полученные результаты сравниваются с результатами недавних измерений массы и радиуса пульсаров PSR J0030+0451 и PSR J0740+6620, проведенных на Международной космической станции с помощью рентгеновского телескопа NICER. Сопоставление теоретических результатов с данными наблюдений не исключает возможность деконфайнмента кварков в недрах компактных звезд.

**Ключевые слова:** *адронная материя: теория РСП: дельта мезон: кварковая материя: модель НИЛ: векторное взаимодействие: кварковый фазовый переход: гибридные звезды*

**1. Введение.** Изучение свойств и состава конститuentов компактных звезд является одним из важных направлений современной физики. Известно, что вещество в таких небесных телах имеет низкую температуру и экстремально большую плотность в центральной части объекта. Для описания структуры компактной звезды необходимо знание уравнения состояния сильно взаимодействующей материи при плотностях барионного заряда  $n_B \in [0 \div 10 n_0]$ , где  $n_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$  - плотность ядерного насыщения. Вещество в центральной части компактной звезды по сути представляет собой систему частиц, описываемых в рамках квантовой хромодинамики (КХД). При экстремально больших

плотностях внутри компактной звезды могут появляться различные экзотические структуры, такие как гиперонное вещество, пионный конденсат, каонный конденсат, кварковая фаза, цветная сверхпроводящая фаза.

В течение последних нескольких десятилетий множество работ было посвящено изучению термодинамических свойств кварковой материи, получению соответствующего уравнения состояния и применению этих результатов для изучения свойств компактных звезд. Работы в этой области стали более интенсивными, особенно после обнаружения двух пульсаров PSR J1614-2230 [1] и PSR J0348+0432 [2], имеющих массу порядка двух солнечных.

Точные измерения массы компактных звезд являются хорошим способом для получения ограничений на уравнение состояния сверхплотной материи внутри звезды. Одновременное измерение массы и радиуса нейтронной звезды несомненно открывает новые возможности для получения более строгих ограничений на уравнение состояния сверхплотной материи.

Недавние наблюдения с помощью рентгеновского телескопа NICER, установленного на Международной космической станции, позволили одновременно измерить и массу, и радиус PSR J0030+0451. Для этого пульсара были получены значения:  $M = 1.44^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$ ,  $R = 13.02^{+1.24}_{-1.06}$  км [3]. Наблюдения пульсара PSR J0740+6620 и анализ данных в рамках этой же программы позволили определить значения массы и радиуса:  $M = 2.08^{+0.07}_{-0.07} M_{\odot}$ ,  $R = 13.7^{+2.6}_{-1.5}$  км [4,5]. Заметим, что этот пульсар является самой массивной нейтронной звездой, известной в настоящее время.

При рассмотрении кварковой фазы внутри гибридных звезд во многих работах (см., например, [6-17]) использована феноменологическая модель кваркового мешка MIT [18]. Для описания кварковой материи в последнее время очень часто применяется модель Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ) [19,20]. Эта модель успешно воспроизводит многие черты квантовой хромодинамики [21-25]. Комбинируя различные модификации кварковой модели НИЛ с различными моделями описания адронной материи, авторы ряда работ построили кварк-адронное гибридное уравнение состояния (см., например, [26-30]).

В нашей работе [31] была исследована структура гибридных звезд на основе уравнения состояния с кварковым фазовым переходом при постоянном давлении, когда адронная фаза описывается в модели релятивистского среднего поля (РСП) [32,33], а кварковая фаза - в рамках локальной SU(3) модели НИЛ, в которой не были учтены члены векторного и аксиально-векторного каналов взаимодействия кварков. В недавней работе [34] нами были исследованы термодинамические характеристики кварковой материи в рамках локальной модели НИЛ, в которой были учтены также члены векторного и

аксиально-векторного каналов взаимодействия.

Целью настоящей работы является получение гибридного уравнения состояния в рамках локальной модели НИЛ с учетом векторного и аксиально-векторного каналов взаимодействия кварков при разных значениях константы векторной связи и изучение влияния этого типа взаимодействия на структуру компактной звезды. Для описания адронной фазы используется расширенная модель РСП, в которой, помимо полей обменных  $\sigma$ -,  $\omega$ -,  $\rho$ -мезонов, учитывается также поле скалярно-изовекторного  $\delta$ -мезона [11].

При построении гибридного уравнения состояния считалось, что поверхностное натяжение между кварковой и адронной фазами настолько сильное, что образование смешанной фазы является энергетически невыгодным и фазовый переход происходит при постоянном давлении согласно построению Максвелла. В пользу такого предположения говорит и вывод, сделанный автором недавней работы [35] о том, что отталкивающие векторные взаимодействия сильно увеличивают поверхностное натяжение кварковой материи.

В настоящей работе будем пользоваться "естественной" системой единиц, в которой  $\hbar = c = k_B = 1$ .

2. *Адронная фаза в модели РСП с учетом вклада скалярно-изовекторного  $\delta$ -мезонного поля.* В настоящей работе мы предполагали, что в сверхъядерной области плотность  $\beta$ -равновесная, электрически нейтральная адронная материя состоит из протонов  $p$ , нейтронов  $n$  и электронов  $e$ . Для термодинамического описания адронной материи была использована теория релятивистского среднего поля (РСП), основанная на квантово-полевой модели мезонного обмена. Для описания сильного взаимодействия между нуклонами учтены каналы, соответствующие обменным мезонам с различными трансформационными свойствами в изотопическом и обычном пространстве: изоскалярно-скалярный  $\sigma$ -мезон, изоскалярно-векторный  $\omega$ -мезон, изовекторно-скалярный  $\delta$ -мезон и изовекторно-векторный  $\rho$ -мезон.

Плотность релятивистского нелинейного лагранжиана адронной материи, состоящая из протонов, нейтронов и электронов в рамках модели РСП имеет вид [11]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{RMF} = & \bar{\Psi}_N \left[ \gamma^\mu \left( i \partial_\mu - g_\omega \omega_\mu(x) - \frac{1}{2} g_\rho \vec{\tau}_N \vec{\rho}_\mu(x) \right) \left( m_N - g_\sigma \sigma(x) - g_\delta \vec{\tau}_N \vec{\delta}(x) \right) \right] \Psi_N + \\ & + \frac{1}{2} \left( \partial_\mu \sigma(x) \partial^\mu \sigma(x) - m_\sigma^2 \sigma(x)^2 \right) - \frac{b}{3} m_N (g_\sigma \sigma(x))^3 - \frac{c}{4} (g_\sigma \sigma(x))^4 + \\ & + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu(x) \omega_\mu(x) - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu}(x) \Omega^{\mu\nu}(x) + \frac{1}{2} \left( \partial_\mu \vec{\delta}(x) \partial^\mu \vec{\delta}(x) - m_\delta^2 \vec{\delta}(x)^2 \right) + \\ & + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}^\mu(x) \vec{\rho}_\mu(x) - \frac{1}{4} \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) \mathcal{R}^{\mu\nu}(x) + \bar{\Psi}_e (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_e) \Psi_e \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\psi_N = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$  - изоспиновый дублет нуклонного биспинора,  $\psi_e$  - волновая функция электрона,  $\bar{\tau}_N$  - изоспиновые  $2 \times 2$  матрицы Паули,  $\sigma(x)$ ,  $\omega_\mu(x)$ ,  $\bar{\delta}(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$  - поля обменных мезонов в пространственно-временной точке  $x = x_\mu = (t, x, y, z)$ ,  $m_N$ ,  $m_e$ ,  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$ ,  $m_\delta$ ,  $m_\rho$  - массы свободных частиц,  $\Omega_{\mu\nu}(x)$  и  $\mathcal{R}_{\mu\nu}(x)$  - антисимметричные тензоры векторных полей  $\omega_\mu(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$ , соответственно:

$$\Omega_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \omega_\nu(x) - \partial_\nu \omega_\mu(x), \quad \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \bar{\rho}_\nu(x) - \partial_\nu \bar{\rho}_\mu(x). \quad (2)$$

Через  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$ ,  $g_\delta$  и  $g_\rho$  в (1) обозначены константы связи нуклона с соответствующим обменным мезоном,  $b$  и  $c$  - константы, характеризующие вклад нелинейной части потенциала  $\sigma$ -поля, обусловленной самовзаимодействием  $\sigma$ -мезонов [36].

В приближении РСП мезонные поля заменяются на эффективные средние поля. Плотность энергии и давление адронной материи в этом приближении принимают вид (подробности см. в работе [11])

$$\begin{aligned} \varepsilon_{HP} = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1-\alpha)^{1/3}} dk k^2 \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2} + \frac{b}{3} m_N \sigma^3 + \frac{c}{4} \sigma^4 + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1+\alpha)^{1/3}} dk k^2 \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2} + \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma^2}{a_\sigma} + \frac{\omega^2}{a_\omega} + \frac{\delta^2}{a_\delta} + \frac{\rho^2}{a_\rho} \right) + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sqrt{\mu_e^2 + m_e^2}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_e^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} P_{HP} = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1-\alpha)^{1/3}} dk k^2 \left( \sqrt{k_F(n_B)^2 (1-\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma - \delta)^2} - \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2} \right) + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1+\alpha)^{1/3}} dk k^2 \left( \sqrt{k_F(n_B)^2 (1+\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma + \delta)^2} - \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2} \right) - \\ & - \frac{b}{3} m_N \sigma^3 - \frac{c}{4} \sigma^4 + \frac{1}{2} \left( -\frac{\sigma^2}{a_\sigma} + \frac{\omega^2}{a_\omega} - \frac{\delta^2}{a_\delta} + \frac{\rho^2}{a_\rho} \right) - \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sqrt{\mu_e^2 - m_e^2}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_e^2} + \\ & + \frac{1}{3\pi^2} \mu_e (\mu_e^2 - m_e^2)^{3/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $n_B$  - плотность барионного заряда адронной материи,  $\alpha = (n_n - n_p)/n_B$  - параметр асимметрии,  $\mu_e$  - химический потенциал электрона, а  $k_F(n_B) = (3\pi^2 n_B/2)^{1/3}$ . Переобозначенные средние мезонные поля  $\sigma$ ,  $\omega$ ,  $\delta$  и  $\rho$  в (3) и (4) выражаются через средние поля соответствующих мезонов следующим

образом:

$$\sigma \equiv g_\sigma \langle \sigma(x) \rangle, \quad \omega \equiv g_\omega \langle \omega_0(x) \rangle, \quad \delta \equiv g_\delta \langle \delta^{(3)}(x) \rangle, \quad \rho \equiv g_\rho \langle \rho_0^{(3)}(x) \rangle. \quad (5)$$

Параметры модели  $a_\sigma$ ,  $a_\omega$ ,  $a_\delta$  и  $a_\rho$  выражаются через константы связи и массы мезонов:

$$a_\sigma = (g_\sigma/m_\sigma)^2, \quad a_\omega = (g_\omega/m_\omega)^2, \quad a_\delta = (g_\delta/m_\delta)^2, \quad a_\rho = (g_\rho/m_\rho)^2. \quad (6)$$

Средние мезонные поля удовлетворяют уравнениям

$$\sigma = a_\sigma (n_{sp}(n_B, \alpha) + n_{sn}(n_B, \alpha) - b m_N \sigma^2 - c \sigma^3), \quad (7)$$

$$\omega = a_\omega n_B, \quad (8)$$

$$\delta = a_\delta (n_{sp}(n_B, \alpha) - n_{sn}(n_B, \alpha)), \quad (9)$$

$$\rho = -\frac{1}{2} a_\rho n_B \alpha. \quad (10)$$

Скалярные плотности протонов и нейтронов  $n_{sp}(n_B, \alpha)$  и  $n_{sn}(n_B, \alpha)$  определяются выражениями:

$$n_{sp}(n_B, \alpha) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1-\alpha)^{1/3}} dk k^2 \frac{m_N - \sigma - \delta}{\sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2}}, \quad (11)$$

$$n_{sn}(n_B, \alpha) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1+\alpha)^{1/3}} dk k^2 \frac{m_N - \sigma + \delta}{\sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2}}. \quad (12)$$

Химические потенциалы протона, нейтрона и электрона выражаются через плотность барионного заряда  $n_B$ , параметр асимметрии  $\alpha$  и мезонные средние поля -

$$\begin{aligned} \mu_p(n_B, \alpha) &= \sqrt{k_F(n_B)^2 (1-\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma - \delta)^2} + \omega + \frac{1}{2} \rho, \\ \mu_n(n_B, \alpha) &= \sqrt{k_F(n_B)^2 (1+\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma + \delta)^2} + \omega - \frac{1}{2} \rho, \\ \mu_e(n_B, \alpha) &= \sqrt{\left(\frac{3}{2} \pi^2 n_B (1-\alpha)\right)^{2/3} + m_e^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Для вещества нейтронной звезды, состоящего из протонов, нейтронов и электронов, условие  $\beta$ -равновесия после ухода из системы всех нейтрино будет иметь вид:

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e. \quad (14)$$

Решая систему уравнений (7)-(10) и (14) при заданном значении барионной плотности  $n_B$ , можно найти параметр асимметрии  $\alpha$  и средние мезонные

поля  $\sigma$ ,  $\omega$ ,  $\delta$ ,  $\rho$ . Знание же этих величин позволит вычислить значения плотности энергии и давления при заданном значении барионной плотности  $n_B$ . Таким образом, реализация вышеуказанного алгоритма численного расчета позволит нам иметь уравнение состояния холодной адронной материи в параметрическом виде  $\{\varepsilon_{HP}(n_B); P_{HP}(n_B)\}$ .

При проведении численных расчетов нами использованы значения параметров модели РСП, приведенных в работе [11]:  $a_\sigma = 9.154 \text{ фм}^2$ ,  $a_\omega = 4.828 \text{ фм}^2$ ,  $a_\delta = 2.5 \text{ фм}^2$ ,  $a_\rho = 13.621 \text{ фм}^2$ ,  $b = 1.654 \cdot 10^{-2} \text{ фм}^{-1}$ ,  $c = 1.319 \cdot 10^{-2}$ .

**3. Кварковая фаза в модели НИЛ с учетом вклада векторного взаимодействия.** Для описания свойств кварковой фазы в нейтронной звезде мы использовали локальную SU(3) модель НИЛ, в которой помимо скалярного канала взаимодействия между кварками, учтен также векторный канал взаимодействия. Плотность лагранжиана для системы, состоящей из  $u$ ,  $d$ ,  $s$  кварков и электронов в рамках этой модели имеет вид:

$$\mathcal{L}_{NJL} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_F^{(e)} + \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_V. \quad (15)$$

Здесь первое слагаемое  $\mathcal{L}_F$  - плотность дираковского лагранжиана для полей свободных кварков:

$$\mathcal{L}_F = \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - \hat{m}_0) \psi, \quad (16)$$

где  $\psi$  - спинорные поля  $\psi_f^c$  кварков с тремя ароматами  $f = u, d, s$  и тремя цветами  $c = r, g, b$ , а  $\hat{m}_0$  - диагональная матрица токовых масс кварков  $\hat{m}_0 = \text{diag}(m_{0u}, m_{0d}, m_{0s})$ .

Второе слагаемое  $\mathcal{L}_F^{(e)}$  представляет собой плотность дираковского лагранжиана для системы свободных электронов:

$$\mathcal{L}_F^{(e)} = \bar{\psi}_e (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_e) \psi_e. \quad (17)$$

$\mathcal{L}_S$  соответствует четырехкварковому кирально-симметричному взаимодействию скалярного и псевдоскалярного типа с константой связи  $G_S$ :

$$\mathcal{L}_S = G_S \sum_{a=0}^8 \left[ (\bar{\psi} \lambda_a \psi)^2 + (\bar{\psi} i \gamma_5 \lambda_a \psi)^2 \right], \quad (18)$$

где  $\lambda_a$  ( $a = 1, 2, \dots, 8$ ) - матрицы Гелл-Манна и одновременно генераторы группы SU(3) в пространстве аромата, а  $\lambda_0 = \sqrt{2/3} \hat{I}$  ( $\hat{I}$  - единичная матрица  $3 \times 3$ ).

Член в лагранжиане (15)  $\mathcal{L}_D$  соответствует шестикварковому взаимодействию Кобаяши-Маскава-т Хоофта [37] и имеет вид

$$\mathcal{L}_D = -K \{ \det_f (\bar{\psi} (1 + \gamma_5) \psi) + \det_f (\bar{\psi} (1 - \gamma_5) \psi) \}. \quad (19)$$

Введение такого члена взаимодействия в лагранжиан позволило в модели НИЛ воспроизвести значения масс псевдоскалярных изосинглетных мезонов

$\eta'(958)$  и  $\eta(547)$ .

Последнее слагаемое в лагранжиане (15)  $\mathcal{L}_V$  представляет векторное и аксиально-векторное взаимодействие между кварками с константой векторной связи  $G_V$ :

$$\mathcal{L}_V = -G_V \sum_{a=0}^8 \left[ \left( \bar{\psi} \gamma_\mu \lambda_a \psi \right)^2 + \left( \bar{\psi} i \gamma_\mu \gamma_5 \lambda_a \psi \right)^2 \right]. \quad (20)$$

Используя приближение среднего поля из лагранжиана (15), для плотности энергии и давления кварковой фазы можно получить [34]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{QP} = & \frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left( \int_0^\Lambda dk k^2 \sqrt{k^2 + M_{f0}^2} - \int_{(\pi^2 n_f)^{1/3}}^\Lambda dk k^2 \sqrt{k^2 + M_f^2} \right) + \\ & + 2G_S (\sigma_u^2 + \sigma_d^2 + \sigma_s^2 - \sigma_{u0}^2 - \sigma_{d0}^2 - \sigma_{s0}^2) - 4K (\sigma_u \sigma_d \sigma_s - \sigma_{u0} \sigma_{d0} \sigma_{s0}) + \\ & + 2G_V (n_u^2 + n_d^2 + n_s^2) + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_e)^{1/3}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_e^2}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} P = & -\frac{3}{\pi^2} \sum_{f=u,d,s} \left( \int_0^\Lambda dk k^2 \sqrt{k^2 + M_{f0}^2} - \int_{(\pi^2 n_f)^{1/3}}^\Lambda dk k^2 \sqrt{k^2 + M_f^2} \right) + \\ & + \sum_{f=u,d,s} n_f \sqrt{(\pi^2 n_f)^{2/3} + M_f^2} - 2G_S (\sigma_u^2 + \sigma_d^2 + \sigma_s^2 - \sigma_{u0}^2 - \sigma_{d0}^2 - \sigma_{s0}^2) + \\ & + 4K (\sigma_u \sigma_d \sigma_s - \sigma_{u0} \sigma_{d0} \sigma_{s0}) + 2G_V (n_u^2 + n_d^2 + n_s^2) - \\ & - \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_e)^{1/3}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_e^2} + n_e \sqrt{(3\pi^2 n_e)^{2/3} + m_e^2}. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь  $M_f$  - конституентная или динамическая масса кварка аромата  $f$  в данном состоянии, а  $M_{f0}$  - конституентная масса при  $n_u = n_d = n_s = 0$ . Через  $\sigma_f$  и  $\sigma_{f0}$  ( $f = u, d, s$ ) обозначены кварковые конденсаты  $\langle \bar{\psi}_f \psi_f \rangle$  соответственно в данном состоянии и в вакууме ( $n_u = n_d = n_s = 0$ ), которые определяются так:

$$\sigma_f = -\frac{3M_f}{\pi^2} \int_{(\pi^2 n_f)^{1/3}}^\Lambda dk \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + M_f^2}}, \quad \sigma_{f0} = -\frac{3M_{f0}}{\pi^2} \int_0^\Lambda dk \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + M_{f0}^2}}. \quad (23)$$

Поскольку рассматриваемая модель является неперенормируемой, то возникает необходимость ультрафиолетового обрезания в расходящихся интегралах.  $\Lambda$  является параметром ультрафиолетового обрезания в импульсном пространстве.

Химические потенциалы частиц кварковой фазы определяются выражениями

$$\begin{aligned}\mu_f &= \sqrt{(\pi^2 n_f)^{2/3} + M_f^2} + 4 G_V n_f, \quad (f = u, d, s), \\ \mu_e(n_e) &= \sqrt{(3\pi^2 n_e)^{2/3} + m_e^2}.\end{aligned}\quad (24)$$

В модели НИЛ конституентные массы кварков удовлетворяют уравнениям "щели"

$$\begin{aligned}M_u &= m_{0u} - 4 G_S \sigma_u + 2 K \sigma_d \sigma_s, \\ M_d &= m_{0d} - 4 G_S \sigma_d + 2 K \sigma_s \sigma_u, \\ M_s &= m_{0s} - 4 G_S \sigma_s + 2 K \sigma_u \sigma_d.\end{aligned}\quad (25)$$

Условия  $\beta$ -равновесия в предположении, что все нейтрино успели покинуть систему, можно написать в виде

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e; \quad \mu_s = \mu_d. \quad (26)$$

Для электрически нейтральной кварковой материи будем иметь

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e = 0. \quad (27)$$

Плотность барионного заряда определяется выражением

$$n_B = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s). \quad (28)$$

Численно решая систему семи уравнений (25)-(28) при заданном значении барионной плотности  $n_B$ , можно найти конституентные массы кварков  $M_u$ ,  $M_d$ ,  $M_s$ , а также концентрации частиц  $n_u$ ,  $n_d$ ,  $n_s$  и  $n_e$ . Выражения (21) и (22) тогда будут представлять собой уравнение состояния кварковой фазы в параметрическом виде  $\{\epsilon_{QP}(n_B); P_{QP}(n_B)\}$ .

При проведении численных расчетов нами использованы значения параметров модели НИЛ, приведенных в работе [23]:  $m_u = m_d = 5.5$  МэВ,  $m_s = 140.7$  МэВ,  $\Lambda = 602.3$  МэВ,  $G_S = 1.835/\Lambda^2$ ,  $K = 12.36/\Lambda^5$ . В [23] эти параметры модели НИЛ были получены в результате фитирования по воспроизведению значений масс псевдоскалярных  $\pi$ ,  $K$  и  $\eta'$  мезонов, а также константы распада пиона  $f_\pi$ .

Константа векторной связи  $G_V$  в данной работе является свободным параметром. С целью изучения влияния векторного взаимодействия как на параметры адрон-кваркового фазового перехода, так и на свойства и структуру гибридной звезды, нами были использованы несколько значений этой константы:  $G_V = 0$ ,  $G_V = 0.2 G_S$ ,  $G_V = 0.4 G_S$ ,  $G_V = 0.6 G_S$ .

*4. Адрон-кварковый фазовый переход и гибридное уравнение состояния холодного  $\beta$ -равновесного электрически нейтрального сверхплотного вещества.* Для получения гибридного уравнения состояния



с адрон-кварковым фазовым переходом необходимо не только знание уравнений состояния адронной материи и кварковой материи по отдельности, но и типа фазового перехода между этими фазами. В работе [38] было показано, что в случае адрон-кваркового перехода, из-за того, что имеются две сохраняющиеся величины, фазовый переход может протекать с образованием смешанной фазы. В смешанной фазе выполняется условие глобальной электрической нейтральности, когда кварковая материя и адронная материя в отдельности являются электрически заряженными. При таком фазовом переходе плотность энергии и плотность барионного заряда имеют непрерывный характер, в отличие от обычного фазового перехода первого рода, где эти величины меняются скачкообразно, а давление при этом остается постоянным. При обычном фазовом переходе с постоянным давлением параметры перехода определяются построением общей касательной к кривым  $P(1/n_B)$  отдельных фаз (построение Максвелла). В случае такого перехода каждая из фаз в отдельности является электрически нейтральной.

Какой из вышеперечисленных сценариев адрон-кваркового фазового перехода имеет место в реальности зависит от количества энергии электростатической и поверхностной природы, необходимой для формирования в смешанной фазе различных геометрических структур, состоящих из адронной материи и кварковой материи. При достаточно больших значениях коэффициента поверхностного натяжения кварковой материи, формирование геометрических структур смешанной фазы будет энергетически невыгодным и фазовое превращение будет протекать по сценарию построения Максвелла.

Неизвестность значения коэффициента поверхностного натяжения кварковой материи не позволяет однозначно определить какой из двух сценариев адрон-кваркового фазового перехода имеет место в действительности. В настоящей работе мы предполагаем, что фазовый переход деконфайнмента протекает по сценарию построения Максвелла, т.е. при постоянном давлении  $P = P_0$  и скачкообразном изменении барионной плотности от значения  $n_{H0}$  до значения  $n_{Q0}$ .

Параметры фазового перехода можно найти, решая уравнения, выражающие условия теплового, механического и химического равновесия между двумя фазами. Для холодной материи эти уравнения имеют вид:

$$T_{HP} = T_{QP} = 0, \quad P_{HP} = P_{QP} = P_0, \quad \mu_B^{HP} = \mu_B^{QP} = \mu_{B0}, \quad (29)$$

где  $\mu_B^{HP} = \mu_n$  - барионный химический потенциал в адронной фазе, а  $\mu_B^{QP} = \mu_u + \mu_d + \mu_s = \mu_u + 2\mu_d$  - в кварковой фазе.

На верхней панели рис.1 представлена зависимость давления  $P$  от барионного химического потенциала  $\mu_B$  для адронной материи, полученной в рамках модели РСР и для деконфинированной кварковой материи, полученной в

рамках модели НИЛ при четырех значениях константы векторной связи  $G_V = 0$ ,  $G_V = 0.2 G_S$ ,  $G_V = 0.4 G_S$ ,  $G_V = 0.6 G_S$ . Из рисунка видно, что большим значениям константы векторной связи взаимодействия между кварками соответствует более "жесткое" уравнение состояния кварковой фазы. Заметим, что более жесткие уравнения состояния имеют большие барионные химические потенциалы при равном давлении.

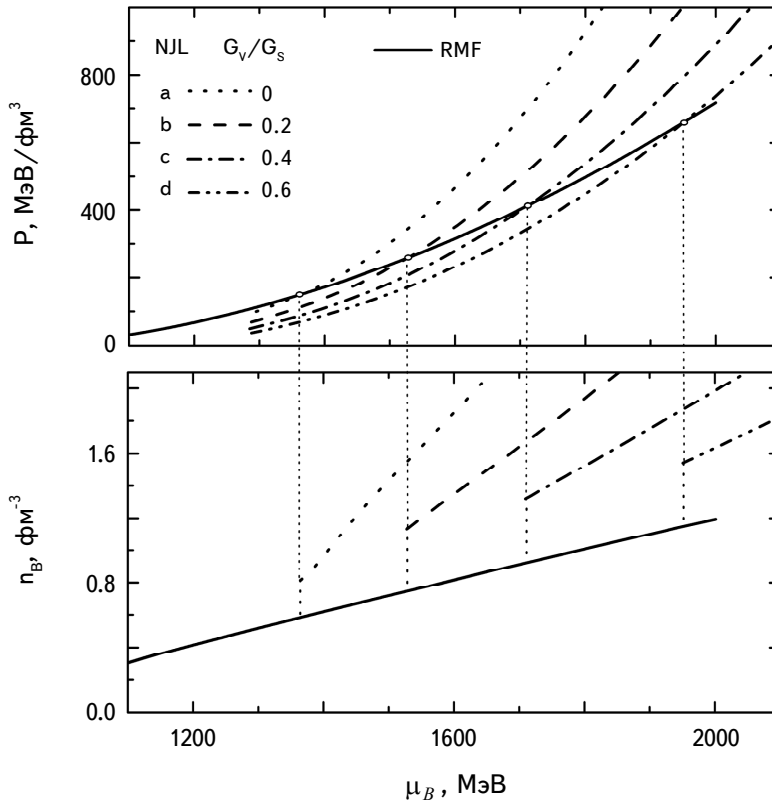


Рис.1. Верхняя панель: Зависимость давления  $P$  от барионного химического потенциала  $\mu_B$  для адронной материи в рамках модели РСП (сплошная линия) и для деконфинированной кварковой материи в модели НИЛ при разных значениях константы векторной связи: а)  $G_V/G_S = 0$ , б)  $G_V/G_S = 0.2$ , в)  $G_V/G_S = 0.4$ , г)  $G_V/G_S = 0.6$ . Нижняя панель: Плотность барионного заряда  $n_B$  в зависимости от барионного химического потенциала  $\mu_B$  в рамках тех же моделей, что и на верхней панели.

Точка пересечения кривых адронной и кварковой фаз в плоскости  $P-\mu_B$  соответствует состоянию равновесного сосуществования двух фаз. Как видно, увеличение интенсивности векторного типа взаимодействия между кварками приводит к росту давления сосуществования фаз  $P_0$  и барионного химического потенциала  $\mu_{B0}$  в состоянии равновесного сосуществования двух фаз. Заметим, что такая закономерность наблюдается и в модифицированной модели мешка

MIT с векторным взаимодействием [39]. На нижней панели рис.1 приведены графики зависимости плотности барионного заряда  $n_B$  от барионного химического потенциала  $\mu_B$  в случаях, представленных на верхней панели рисунка. Видно, что в состоянии сосуществования фаз, которому в плоскости  $P-\mu_B$  соответствует точка пересечения кривых, плотности барионного заряда для адронной фазы и для кварковой фазы имеют разные значения. В то время, как давление  $P$  и барионный химический потенциал  $\mu_B$  являются непрерывно меняющимися величинами, плотность барионного заряда  $n_B$  имеет разрыв (скачкообразное изменение) в точке фазового перехода. Такое же поведение имеет и плотность энергии.

В табл.1 представлены параметры фазового перехода первого рода между адронной материей и кварковой материей, полученные путем численного решения уравнений сосуществования двух фаз (29) при разных значениях константы векторной связи кварков. Здесь  $P_0$  - давление сосуществования фаз,  $\mu_{B0}$  - барионный химический потенциал,  $n_{H0}$  и  $n_{Q0}$  - плотности барионного заряда адронной и кварковой фаз, соответственно, а  $\varepsilon_{H0}$  и  $\varepsilon_{Q0}$  - плотности энергии адронной фазы и кварковой фазы соответственно, в состоянии сосуществования фаз.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА,  
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО ПОСТРОЕНИЮ МАКСВЕЛЛА

Вариант кварковой модели	$G_V/G_S$	$P_0$ МэВ/фм <sup>3</sup>	$\varepsilon_{H0}$ МэВ/фм <sup>3</sup>	$n_{H0}$ фм <sup>-3</sup>	$\varepsilon_{Q0}$ МэВ/фм <sup>3</sup>	$n_{Q0}$ фм <sup>-3</sup>	$\mu_{B0}$ МэВ
a	0	150.2	646.88	0.5841	958.56	0.8128	1364.4
b	0.2	258.5	879.39	0.7449	1347.69	1.1343	1527.6
c	0.4	409.9	1163.47	0.9205	1515.03	1.3189	1709.4
d	0.6	659.5	1582.41	1.1495	1680.02	1.5420	1950.8

Зная параметры фазового перехода и уравнения состояния как адронной фазы, так и кварковой фазы, можно построить гибридное уравнение состояния сверхплотного сильно взаимодействующего вещества с кварковым переходом.

На рис.2 показаны графики гибридных уравнений состояния вещества компактной звезды при разных значениях константы векторной связи взаимодействия между кварками.

Если фазовый переход деконфайнмента протекает согласно построению Максвелла, то компактная звезда, давление в центре которой больше значения сосуществования фаз  $P_0$ , будет иметь центральную сердцевину из кваркового вещества, окруженную обычным веществом адронной структуры. Известно,

что для устойчивости нейтронной звезды решающую роль играет знак производной  $dM/d\varepsilon_c$ . При  $dM/d\varepsilon_c > 0$  звезда является устойчивой, в противном случае - неустойчивой. Обычный фазовый переход с постоянным давлением приводит к излому кривой зависимости массы нейтронной звезды от центрального давления. В зависимости от значения параметра скачка  $\lambda = \varepsilon_{Q0}/(\varepsilon_{H0} + P_0)$  этот излом может привести к изменению знака производной  $dM/d\varepsilon_c$ . При  $\lambda \leq 3/2$  производная  $dM/d\varepsilon_c$  не меняет знак, а при  $\lambda > 3/2$  - меняет. Это означает, что вновь образованная бесконечно малая новая фаза будет устойчивой при  $\lambda \leq 3/2$ , и неустойчивой при  $\lambda > 3/2$  [40].

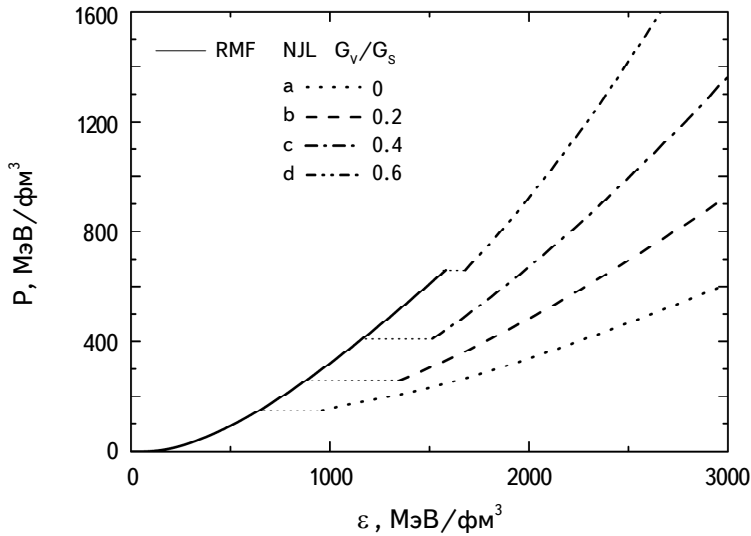


Рис.2. Гибридные уравнения состояния вещества компактной звезды при разных значениях константы векторной связи кварков: а)  $G_V/G_S = 0$ , б)  $G_V/G_S = 0.2$ , в)  $G_V/G_S = 0.4$ , г)  $G_V/G_S = 0.6$ .

Для гибридных уравнений состояния, полученных в настоящей работе, параметр скачка  $\lambda$  имеет следующие значения: а)  $\lambda = 1.20$ , б)  $\lambda = 1.18$ , в)  $\lambda = 0.98$ , г)  $\lambda = 0.75$ . Таким образом, полученные нами гибридные уравнения состояния с кварковым фазовым переходом обеспечивают устойчивость конфигурации компактной звезды с вновь образованной бесконечно малой сердцевинкой из кварковой материи.

**5. Структура гибридных звезд.** Гидростатически равновесные свойства сферически-симметричных и изотропных компактных звезд в общей теории относительности описываются уравнениями Толмена-Оппенгеймера-Волкова (ТОВ) [41,42]

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{(P + \varepsilon)(m + 4\pi r^3 P)}{r(r - 2Gm)}, \quad \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon, \quad (30)$$

где  $G$  - гравитационная постоянная,  $r$  - расстояние от центра звезды,  $m$  - так называемая накопленная масса, т.е. масса внутри сферы радиуса  $r$ ,  $P$  - давление и  $\varepsilon$  - плотность энергии на расстоянии  $r$  от центра звезды. Эта система уравнений становится замкнутой, если известна функция  $\varepsilon(P)$ , т.е. уравнение состояния звездного вещества.

Численное интегрирование для заданного значения центрального давления  $P(0) = P_c$  начинается с центра, где выполняется граничное условие  $m(0) = 0$ . Радиус звезды  $R$  определяется из условия  $P(R) = 0$ , а гравитационная масса звезды -  $M = m(r = R)$ .

Используя гибридные уравнения состояния, полученные в настоящей работе, мы численно интегрировали систему уравнений ТОВ и определили для разных значений центрального давления  $P_c$  такие характеристики компактных звезд, как масса  $M$ , радиус  $R$ , профили давления и плотности энергии  $P(r)$  и  $\varepsilon(r)$ , соответственно. Для конфигураций с центральным давлением  $P_c > P_0$  определили также радиус и массу кварковой сердцевины звезды  $R_{core}$ ,  $M_{core}$ .

В области плотностей, соответствующих внешней и внутренней коре звезды, было использовано известное уравнение состояния Бейма-Бете-Петика [43].

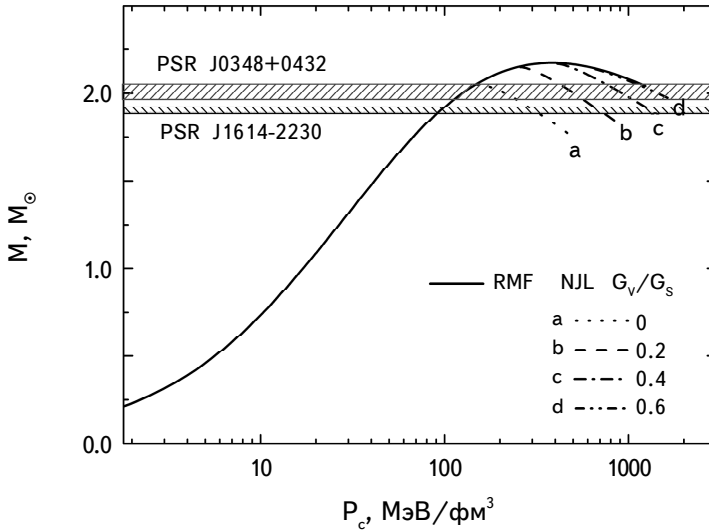


Рис.3. Зависимость гравитационной массы компактной звезды от центрального давления при разных значениях константы векторной связи: а)  $G_v/G_s = 0$ , б)  $G_v/G_s = 0.2$ , в)  $G_v/G_s = 0.4$ , г)  $G_v/G_s = 0.6$ . Сплошная кривая соответствует компактным звездам из адронной материи, описываемой в рамках модели РСР. Горизонтальными заштрихованными полосами показаны данные наблюдений пульсаров PSR J0348+0432 и PSR J1614-2230.

На рис.3 представлена зависимость гравитационной массы компактной звезды от центрального давления для разных значений векторной константы связи: а)  $G_V/G_S = 0$ , б)  $G_V/G_S = 0.2$ , в)  $G_V/G_S = 0.4$ , г)  $G_V/G_S = 0.6$ . Сплошная линия соответствует компактной звезде, состоящей из адронного вещества. Гибридным звездам соответствуют ветви с обозначениями а, б, в и г, в соответствии с приведенными выше значениями константы векторной связи. На этом рисунке горизонтальными полосами представлены результаты измерений массы пульсара PSR J0348+0432 -  $M = (2.01 \pm 0.04)M_\odot$  [2] и уточненные данные о массе PSR J1614-2230 -  $M = (1.908 \pm 0.016)M_\odot$  [1,44,45].

Так как для рассмотренных нами гибридных уравнений состояния параметр скачка  $\lambda$  удовлетворяет условию  $\lambda < 3/2$ , то для значений центрального давления чуть больше давления сосуществования фаз  $P_0$  производная  $dM/d\varepsilon_c$  удовлетворяет условию устойчивости  $dM/d\varepsilon_c > 0$ . Как видно из рис.3 устойчивым гибридным звездам соответствует довольно узкий, можно сказать визуально не отличимый, интервал значений центрального давления. Максимальная масса гибридных звезд очень близка к максимальной массе адронной звезды. Сравнение результатов наших расчетов с данными наблюдений массивных пульсаров не исключает возможность деконфайнмента кварков в недрах компактной звезды.

Гибридные звезды со значительным размером кварковой сердцевинки удовлетворяют условию статической неустойчивости  $dM/d\varepsilon_c < 0$ . Условием динамической устойчивости холодной сферически-симметричной компактной звезды, находящейся в химическом равновесии, является неотрицательность значения квадрата основной моды малых колебаний ( $\omega_0^2 \geq 0$ ). Применяя вариационный принцип, Чандрасекар получил уравнение, которое позволяет численным методом определить собственные значения различных мод колебаний [46] и выяснить вопрос об устойчивости. При получении уравнения предполагалось, что звезда состоит из одной фазы и плотность энергии внутри звезды меняется непрерывно. Именно при неразрывном характере плотности энергии внутри звезды было показано, что в точке экстремума функции  $M(\varepsilon_c)$  квадрат основной моды  $\omega_0^2$  меняет знак. Уравнение Чандрасекара неприменимо в случае компактной звезды с кварковым ядром, так как осцилляция гибридной звезды, имеющей резкую границу двух фаз, будет сопровождаться процессом взаимного превращения одной фазы в другую. Устойчивость будет зависеть от соотношения характерных времен колебания и превращения одной фазы в другую [35,47-49]. В работах [35,47-49] показано, что при медленном взаимном превращении фаз среди звезд на ветви кривой  $M(\varepsilon_c)$  будут такие, для которых выполняется условие  $dM/d\varepsilon_c < 0$ , однако эти конфигурации будут устойчивы по отношению к малым радиальным колебаниям. Гибридные звезды такого типа были названы

медленно-устойчивыми звездами.

На рис.4 представлено соотношение масса-радиус для компактной звезды при разных значениях константы векторной связи  $G_V$ , приведенных в табл.1. Компактным звездам, состоящим из адронного вещества, соответствует сплошная линия, а гибридным звездам - ветви a, b, c и d, в соответствии с приведенными выше значениями константы векторной связи. Горизонтальными полосами, как и на рис.3, представлены результаты измерений массы пульсара PSR J0348+0432 [2] и уточненное значение массы пульсара PSR J1614-2230 [44,45], а заштрихованными прямоугольниками показаны области, соответствующие результатам данных наблюдений массы и радиуса пульсаров PSR J0030+0451 [3] и PSR J0740+6620 [5].

Как видно из рис.4, увеличение интенсивности векторного взаимодействия увеличивает максимальную массу компактной звезды и одновременно уменьшает радиус звезды с максимальной массой. Теоретические расчеты в использованной нами версии модели РСП дают завышенное значение для радиуса нейтронной звезды по сравнению с найденным в результате анализа данных наблюдений для пульсара PSR J0030+0451, приведенных в работе [3]. Полученные нами результаты близки к максимальным значениям данных наблюдений для массы и радиуса этого пульсара. Результаты нашего расчета

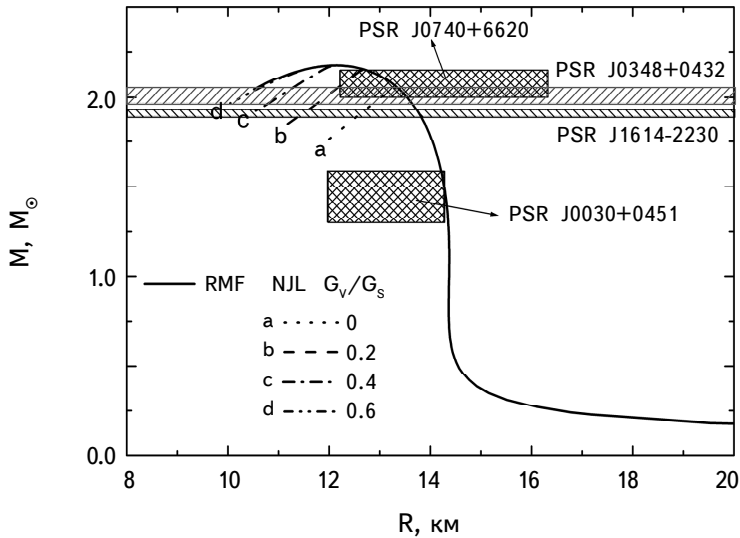


Рис.4. Соотношение масса-радиус для компактной звезды при разных значениях константы векторной связи: а)  $G_V/G_S=0$ , б)  $G_V/G_S=0.2$ , в)  $G_V/G_S=0.4$ , г)  $G_V/G_S=0.6$ . Сплошная кривая соответствует компактным звездам из адронной материи, описываемой в рамках модели РСП. Горизонтальными заштрихованными полосами показаны данные наблюдений масс пульсаров PSR J0348+0432 и PSR J1614-2230. Нижний заштрихованный прямоугольник представляет результаты измерений массы и радиуса пульсара PSR J0030+0451, а верхний прямоугольник - результаты аналогичных измерений PSR J0740+6620.

находятся в согласии с результатами измерений массы и радиуса пульсара PSR J0740+6620 [5].

6. *Заключение.* В этой работе в рамках локальной SU(3) модели НИЛ исследовано влияние векторного канала взаимодействия на уравнение состояния кварковой материи, на параметры фазового перехода между адронным и кварковым веществами и на структурные характеристики гибридных звезд. Для получения уравнения состояния кварковой фазы были использованы значения параметров модели НИЛ, полученные в работе [23] в результате фитирования по воспроизведению известных экспериментальных данных о характеристиках мезонов. Единственным свободным параметром, не поддающимся определению по такой процедуре в использованной нами модели, является константа векторной связи  $G_V$ . Для численных расчетов нами использованы четыре значения этой константы:  $G_V/G_S = 0; 0.2; 0.4; 0.6$ . Наши расчеты показали, что при  $G_V/G_S > 0.6$  давление фазового перехода  $P_0$  превышает значение давления в центре компактной звезды с максимальной массой, имеющей адронную структуру.

Для описания адронной фазы была использована расширенная модель РСР, в которой помимо полей  $\sigma$ ,  $\omega$ ,  $\rho$  обменных мезонов учитывалось также поле скалярно-изовекторного  $\delta$ -мезона. Для численных расчетов мы использовали значения параметров модели РСР, полученные в работе [11].

Считая, что фазовый переход из адронной материи в кварковую материю является обычным фазовым переходом первого рода, описываемым построением Максвелла, мы определили параметры фазового перехода при разных значениях константы  $G_V$ .

Показано, что большим значениям константы векторной связи соответствуют более "жесткие" уравнения состояния кварковой фазы. При этом чем больше константа  $G_V$ , тем больше давление фазового перехода  $P_0$ .

Используя полученные гибридные уравнения состояния, численно интегрированы уравнения ТОВ и при разных значениях центрального давления  $P_c$  определены масса и радиус как для компактной звезды, имеющей адронную структуру, так и для гибридной звезды, имеющей кварковую сердцевину. Показано, что чем больше константа векторной связи, тем больше максимальная масса компактной звезды и меньше радиус конфигурации с максимальной массой.

Сравнение полученных результатов теоретических расчетов с результатами измерений массы известного в настоящее время самого массивного пульсара PSR J0740+6620 показывает, что полученные гибридные уравнения состояния не противоречат ограничению на массу  $M_{max} \geq 2.01 M_\odot$ . Полученные результаты не противоречат также результату измерений радиуса этого пульсара



$R \in [12.2 \div 16.3]$  км.

Показано, что параметр скачка плотности  $\lambda = \varepsilon_{Q0}/(\varepsilon_{H0} + P_0)$  при всех рассмотренных нами значениях константы  $G_V$  удовлетворяет условию  $\lambda < 3/2$ . Это означает, что в точке фазового перехода в плоскости  $M - \varepsilon_c$  имеет место такой излом, что знак производной  $dM/d\varepsilon_c$  не меняется, т.е.  $dM/d\varepsilon_c > 0$  как для конфигураций адронной ветви, так и для конфигураций гибридной ветви в непосредственной близости от критической конфигурации. Гибридная звезда с бесконечно малой центральной сердцевиной из кваркового вещества является устойчивой. Гибридные звезды со значительной кварковой сердцевиной удовлетворяют условию  $dM/d\varepsilon_c < 0$ . Если взаимные превращения фаз происходят достаточно быстро, то эти конфигурации заведомо неустойчивые. В случае медленного превращения, полученная в пренебрежении эффектов фазовых переходов на границе раздела фаз во время малых колебаний гибридной звезды, условие неустойчивости  $dM/d\varepsilon_c < 0$  оказывается неприменимым (см., например, [35]). В этом случае имеем дело с медленно устойчивой конфигурацией.

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: galaverdyan@ysu.am

## QUARK MATTER IN THE NJL MODEL WITH VECTOR INTERACTION AND THE STRUCTURE OF COMPACT STARS

G.B.ALAVERDYAN

Hadron-quark hybrid stars are studied in the case when the quark phase is described within the framework of the local SU(3) Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model, taking into account the contribution of the vector and axial-vector interaction between quarks, and the hadronic phase is described in the relativistic mean field (RMF) model. For different values of vector coupling constant  $G_V$ , the equations of state of quark matter are calculated and the parameters of the

hadron-quark phase transition are determined, assuming that the phase transition proceeds in accordance with Maxwell's construction. It is shown that the greater the vector coupling constant, the more "stiff" the quark matter equation of state and the greater the phase coexistence pressure  $P_0$ . Using the resulting hybrid equations of state, the TOV equations are numerically integrated and the mass and radius of the compact star are determined for different values of the central pressure  $P_c$ . It is shown that the larger  $G_v$ , the greater the maximum mass of the compact star and the smaller the radius of the configuration with the maximum mass. The issues of stability of hybrid stars are also discussed. It is shown that, within the framework of the model under consideration, for all values of the vector coupling constant, a hybrid star with an infinitely small quark core is stable. The results obtained are compared with the results of recent measurements of the mass and radius of the pulsars PSR J0030+0451 and PSR J0740+6620, carried out at the International Space Station using the NICER X-ray telescope. Comparison of theoretical results with observational data does not rule out the possibility of quark deconfinement in compact star interiors.

Keywords: *hadronic matter: RMF theory: delta meson field: quark matter: NJL model: vector interaction: quark phase transition: hybrid stars*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Demorest, T.Pennucci, S.M.Ransom et al.*, Nature, **467**, 1081, 2010.
2. *J.Antoniadis, P.C.C.Freire, N.Wex et al.*, Science, **340**, 6131, 2013.
3. *M.Miller, F.K.Lamb, A.Dittmann et al.*, Astrophys. J. Lett., **887**, L24, 2019.
4. *E.Fonseca, H.T.Cromartie, T.T.Pennucci et al.*, Astrophys. J. Lett., **915**, L12, 2021.
5. *M.C.Miller, F.K.Lamb, A.J.Dittmann et al.*, Astrophys. J. Lett., **918**, L28, 2021.
6. *K.Schertler, C.Greiner, J.Schaffner-Bielich et al.*, Nucl. Phys. A, **677**, 463, 2000.
7. *G.F.Burgio, M.Baldo, P.K.Sahu et al.*, Phys. Rev. C, **66**, 025802, 2002.
8. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **46**, 445, 2003, (Astrophysics, **46**, 361, 2003).
9. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **47**, 65, 2004, (Astrophysics, **47**, 52, 2004).
10. *B.K.Sharma, P.K.Panda, S.K.Patra*, Phys. Rev. C, **75**, 035808, 2007.
11. *Г.Б.Алавердян*, Астрофизика, **52**, 147, 2009, (Astrophysics, **52**, 132, 2009).
12. *G.B.Alaverdyan*, Gravit. Cosmol., **15**, 5, 2009.
13. *A.G.Alaverdyan, G.B.Alaverdyan, A.O.Chiladze*, Int. J. Mod. Phys. D, **19**, 1557, 2010.
14. *G.B.Alaverdyan*, Res. Astron. Astrophys., **10**, 1255, 2010.

15. *R.Negreiros, V.A.Dexheimer, S.Schramm*, Phys. Rev. C, **85**, 035805, 2012.
16. *Г.Б.Алавердян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **60**, 617, 2017, (Astrophysics, **60**, 563, 2017).
17. *S.Khanmohamadi, H.R.Moshfegh, S.A.Tehrani*, Phys. Rev. D, **101**, 023004, 2020.
18. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson et al.*, Phys. Rev. D, **9**, 3471, 1974.
19. *Y.Nambu, G.Jona-Lasinio*, Phys. Rev., **122**, 345, 1961.
20. *Y.Nambu, G.Jona-Lasinio*, Phys. Rev., **124**, 246, 1961.
21. *U.Vogl, W.Weise*, Prog. Part. Nucl. Phys., **27**, 195, 1991.
22. *T.Hatsuda, T.Kunihiro*, Phys. Rep., **247**, 221, 1994.
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. *P.Wang, A.W.Thomas, A.G.Williams*, Phys. Rev. C, **75**, 045202, 2007.
27. *M.Alford, A.Sedrakian*, Phys. Rev. Lett., **119**, 161104, 2017.
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. *H.Pais, D.P.Menezes, C.Providência*, Phys. Rev. C, **93**, 065805, 2016.
31. *Г.Б.Алавердян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **61**, 557, 2018, (Astrophysics, **61**, 483, 2018).
32. *J.D.Walecka*, Ann. Phys., **83**, 491, 1974.
33. *B.D.Serot, J.D.Walecka*, Int. J. Mod. Phys. E, **6**, 515, 1997.
34. *G.B.Alaverdyan*, Symmetry, **13**, 124, 2021.
35. *G.Lugones, A.G.Grunfeld*, Universe, **7**, 493, 2021.
36. *J.Boguta, A.R.Bodmer*, Nuclear Physics A, **292**, 413, 1977.
37. *G.'t Hooft*, Phys. Rev. Lett., **37**, 8, 1976.
38. *N.K.Glendenning*, Phys. Rev. D, **46**, 1274, 1992.
39. *M.Ju, J.Hu, H.Shen*, Astrophys. J., **923**, 250, 2021.
40. *З.Ф.Сеидов*, Астрон. ж., **15**, 347, 1971.
41. *R.C.Tolman*, Phys. Rev., **55**, 364, 1939.
42. *J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
43. *G.Baym, H.Bethe, Ch.Pethick*, Nucl. Phys. A, **175**, 255, 1971.
44. *E.Fonseca, T.T.Pennucci, J.A.Ellis et al.*, Astrophys. J., **832**, 167, 2016.
45. *Z.Arzumanian, A.Brazier, S.Burke-Spolaor et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **235**, 37, 2018.
46. *S.Chandrasekhar*, Astrophys. J., **140**, 417, 1964; Erratum in Astrophys. J., **140**, 1342, 1964.
47. *J.P.Pereira, C.V.Flores, G.Lugones*, Astrophys. J., **860**, 12, 2018.
48. *L.Tonetto, G.Lugones*, Phys. Rev. D, **101**, 123029, 2020.
49. *J.P.Pereira, M.Bejger, L.Tonetto et al.*, Astrophys. J., **910**, 145, 2021.