

DOI: 10.54503/0571-7132-2024.67.2-229

ИЗОСПИНОВО-АСИММЕТРИЧНАЯ ХОЛОДНАЯ ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ СО СКАЛЯРНО-ИЗОВЕКТОРНЫМ КАНАЛОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 10 февраля 2023

Принята к печати 10 июня 2024

В рамках релятивистской теории среднего поля, в которой помимо полей σ , ω , ρ мезонов, учтено также изовекторное, лоренцево-скалярное поле δ -мезона, исследуются свойства изоспиново-асимметричной холодной ядерной материи. Изучаются свойства как чисто нуклонной np материи в зависимости от барионной плотности n_B и параметра асимметрии α , так и свойства электрически нейтральной β -равновесной $npem$ материи в зависимости от барионной плотности n_B . Для разных значений n_B и α определены такие характеристики np вещества, как приходящаяся на один барион энергия, удельная энергия, обусловленная изоспиновой асимметрией, эффективные массы протона и нейтрона, удельная энергия связи. Показано, что обусловленная асимметрией энергия, при фиксированном значении α , является монотонно возрастающей функцией барионной плотности n_B . Для $npem$ материи изучены эффективные массы протона и нейтрона $M_p^{(eff)}$, $M_n^{(eff)}$, удельная энергия связи E_{bind} , энергия симметрии E_{sym} , количественная доля протонов $Y_p = n_p/n_B$, а также средние мезонные поля $\tilde{\sigma}$, $\tilde{\omega}$, $\tilde{\delta}$, $\tilde{\rho}$ в зависимости от барионной плотности n_B .

Ключевые слова: *Среднее поле: нуклонная материя: материя нейтронной звезды: энергия симметрии: эффективная масса: энергия связи*

1. *Введение.* Термодинамическое описание ядерного вещества является важной задачей на пути к пониманию свойств и структуры ядер, динамики столкновений тяжелых ионов, структуры компактных звезд, динамики взрыва сверхновых, а также процесса слияния нейтронных звезд. При плотностях выше плотности ядерного насыщения n_0 β -равновесная нуклонная материя является изоспиново-асимметричной. Именно этим обстоятельством объясняется большой интерес, который уделяется изучению свойств изоспиново-асимметричной нуклонной материи [1-5]. Изоспиновая зависимость уравнения состояния ядерной материи при заданном значении барионной плотности n_B определяется энергией ядерной симметрии $E_{sym}(n_B)$.

Современные возможности земных ядерных экспериментов и астрофизических наблюдений обеспечили значительный прогресс в изучении зависимости энергии симметрии от плотности [6-8]. В последние годы появились новые

возможности для получения ограничений на физические характеристики асимметричной ядерной материи, используя как данные научных программ NICER и XMM-Newton по одновременному определению массы и радиуса нейтронной звезды (НЗ) [9], так и данные относительно приливной деформации, полученные из анализа гравитационного излучения при слиянии двойной нейтронной звезды GW170817 [10,11].

Теоретические исследования свойств ядерного вещества и конечных ядер как систем сильно взаимодействующих релятивистских барионов и мезонов основаны на квантово-полевого подходе в рамках квантовой адродинамики (QHD). Одной из успешно применяемых моделей такого рода является релятивистская теория среднего поля (RMF). В исходной модели взаимодействие между нуклонами осуществлялось путем обмена изоскалярным, лоренцево-скалярным σ -мезоном и изоскалярным, лоренцево-векторным ω -мезоном [12-14]. Для удовлетворительного воспроизведения ядерной несжимаемости и свойств нестабильных ядер в модель были включены члены самовзаимодействия σ и ω -мезонов, приводящие к появлению нелинейных членов в уравнениях для мезонных полей [15-17]. Для описания толщины нейтронной оболочки тяжелых ядер и характеристик изоспиново-асимметричных ядер был расширен состав обменных мезонов и в схему был включен также изовекторный, лоренцево-векторный ρ -мезон [18].

Для полноты трансформационных свойств мезонных полей нужно было в составе обменных мезонов иметь также изовекторный, лоренцево-скалярный δ -мезон. Это было сделано в работах [19-21]. Такая расширенная модель была применена для исследования процессов рассеяния нейтроноизбыточных тяжелых ионов средних энергий и выяснения возможности образования в процессе столкновения смешанной адронно-кварковой фазы [22,23]. Изучению влияния δ -мезонного поля на характеристики адрон-кваркового фазового перехода и на наблюдаемые параметры гибридных звезд посвящены работы [24,25].

Целью настоящей работы является изучение одночастичных свойств изоспиново-асимметричной ядерной материи в рамках релятивистской теории среднего поля, в которой учтено также изовекторное, лоренцево-скалярное поле δ -мезона. Статья организована следующим образом. В разделе 2 представлено краткое описание модели, в которой приводятся система уравнений для средних мезонных полей и формулы для таких одночастичных характеристик ядерной материи как энергия симметрии, энергия, приходящаяся на один барион, удельная энергия связи, эффективные массы протона и нейтрона, химические потенциалы барионов. Рассматривается как чисто нуклонная *np* материя, так и электрически нейтральная, β -равновесная ядерная материя, состоящая из нуклонов и заряженных e^- , μ^- лептонов (*нпрм* материя). В

последнем разделе подытожены основные результаты работы.

2. Описание модели. В этом разделе дано краткое изложение модели, которую мы использовали для термодинамического описания плотного нуклонного вещества. В рамках релятивистской теории среднего поля [12-14], основанной на квантовой адродинамике, рассмотрим систему частиц состоящей из нуклонов (n, p), сильное взаимодействие между которыми осуществляется путем обмена мезонами $\sigma, \omega, \delta, \rho$.

Плотность Лагранжиана такой системы имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{RMF} = \sum_{i=p,n} \bar{\psi}_i \left[\gamma_\mu \left(i \partial^\mu - g_\omega \omega^\mu - \frac{1}{2} g_\rho \rho^\mu \tau_i \right) - (m_N - g_\sigma \sigma - g_\delta \delta \tau_i) \right] \psi_i \\ - \frac{1}{3} g_{\sigma 3} (g_\sigma \sigma)^3 - \frac{1}{4} g_{\sigma 4} (g_\sigma \sigma)^4 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\ - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \delta \partial^\mu \delta - m_\delta^2 \delta^2) + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu - \frac{1}{4} \mathcal{R}_{\mu\nu} \mathcal{R}^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ψ_i - спинорное поле нуклонов, τ_i - изоспиновые матрицы Паули, $\sigma, \omega_\mu, \delta, \rho_\mu$ - поля соответствующих мезонов, зависящие от пространственно-временных координат $x_\mu = (t, x, y, z)$, m_N - масса голого нуклона, $m_\sigma, m_\omega, m_\delta, m_\rho$ - массы обменных мезонов, $\Omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu$ и $\mathcal{R}_{\mu\nu} = \partial_\mu \rho_\nu - \partial_\nu \rho_\mu$ антисимметричные тензоры векторных полей ω_μ и ρ_μ . Члены в (1) $g_{\sigma 3} (g_\sigma \sigma)^3/3$ и $g_{\sigma 4} (g_\sigma \sigma)^4/4$, приводящие в уравнениях движения к нелинейной зависимости от изоскалярного лоренцево-скалярного поля σ были введены в работе [15] для достижения приемлемого количественного воспроизведения свойств основного состояния симметричной ядерной материи. Константы связи нуклона с соответствующим мезоном обозначены через $g_\sigma, g_\omega, g_\delta$ и g_ρ .

В приближении среднего поля мезонные поля, которые в общем случае зависят от пространственно-временных координат, заменяются на однородные и не меняющиеся во времени средние поля $\bar{\sigma}, \bar{\omega}_\mu, \bar{\delta}, \bar{\rho}_\mu$. Уравнения Эйлера-Лагранжа для нуклонных и мезонных полей приводят к замкнутой системе уравнений при заданном значении плотности барионного числа $n_B = n_n + n_p$ и параметра асимметрии $\alpha = (n_n - n_p)/n_B$. Понятно, что в эти уравнения будут входить также и массы мезонов, однако удобным переобозначением констант связи и средних мезонных полей удастся освободиться от этих параметров (см. напр. [20,24]):

$$\begin{aligned} g_\sigma \bar{\sigma} \rightarrow \tilde{\sigma}, \quad g_\omega \bar{\omega} \rightarrow \tilde{\omega}, \quad g_\delta \bar{\delta}^{(3)} \rightarrow \tilde{\delta}, \quad g_\rho \bar{\rho}^{(3)} \rightarrow \tilde{\rho}, \\ \left(\frac{g_\sigma}{m_\sigma} \right)^2 \rightarrow \alpha_\sigma, \quad \left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \rightarrow \alpha_\omega, \quad \left(\frac{g_\delta}{m_\delta} \right)^2 \rightarrow \alpha_\delta, \quad \left(\frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \rightarrow \alpha_\rho. \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнения для переобозначенных средних мезонных полей $\tilde{\sigma}, \tilde{\omega}_\mu, \tilde{\delta},$

$\tilde{\rho}_\mu$ имеют вид:

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma} &= \alpha_\sigma \left(n_p^{(s)}(n_B, \alpha) + n_n^{(s)}(n_B, \alpha) - g_{\sigma 3} \tilde{\sigma}^2 - g_{\sigma 4} \tilde{\sigma}^3 \right), \quad \tilde{\omega} = \alpha_\omega n_B, \\ \tilde{\delta} &= \alpha_\delta \left(n_p^{(s)}(n_B, \alpha) - n_n^{(s)}(n_B, \alpha) \right), \quad \tilde{\rho} = -\frac{1}{2} \alpha_\rho n_B \alpha.\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь $n_p^{(s)}(n_B, \alpha)$ и $n_n^{(s)}(n_B, \alpha)$ скалярные плотности протонов и нейтронов, которые определяются выражениями [24,25]

$$\begin{aligned}n_p^{(s)}(n_B, \alpha) &= \frac{M_p^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})^{k_F(n_B)(1-\alpha)^{1/3}}}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1-\alpha)^{1/3}} \frac{1}{\sqrt{k^2 + M_p^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})^2}} k^2 dk, \\ n_n^{(s)}(n_B, \alpha) &= \frac{M_n^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})^{k_F(n_B)(1+\alpha)^{1/3}}}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1+\alpha)^{1/3}} \frac{1}{\sqrt{k^2 + M_n^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})^2}} k^2 dk,\end{aligned}\quad (4)$$

где $k_F(n_B) = (3\pi^2 n_B/2)^{1/3}$, а $M_p^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})$ и $M_n^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})$ - эффективные массы нуклонов, которые задаются формулами вида

$$M_p^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta}) = m_N - \tilde{\sigma} - \tilde{\delta}, \quad M_n^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta}) = m_N - \tilde{\sigma} + \tilde{\delta}. \quad (5)$$

В рамках релятивистской теории среднего поля плотность энергии $\varepsilon_{NM}(n_B, \alpha)$ нуклонного (нейтрон-протонного) вещества в зависимости от барионной плотности n_B и параметра асимметрии α определяется выражением

$$\begin{aligned}\varepsilon_{NM}(n_B, \alpha) &= \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1-\alpha)^{1/3}} \sqrt{k^2 + M_p^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})^2} k^2 dk \\ &\quad + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)(1+\alpha)^{1/3}} \sqrt{k^2 + M_n^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta})^2} k^2 dk \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{\sigma}^2}{\alpha_\sigma} + \frac{\tilde{\omega}^2}{\alpha_\omega} + \frac{\tilde{\delta}^2}{\alpha_\delta} + \frac{\tilde{\rho}^2}{\alpha_\rho} \right) + \frac{1}{3} g_{\sigma 3} \tilde{\sigma}^3 + \frac{1}{4} g_{\sigma 4} \tilde{\sigma}^4.\end{aligned}\quad (6)$$

В случае электрически нейтральной и β -равновесной холодной адронной материи, состоящей из нейтронов, протонов, а также заряженных лептонов - электронов e и мюонов μ , плотность энергии $\varepsilon_{HM}(n_B)$ определится выражением

$$\varepsilon_{HM}(n_B) = \varepsilon_{NM}(n_B, \alpha) + \sum_{l=e, \mu} \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sqrt{\mu_l^2 - m_l^2}} \sqrt{k^2 + m_l^2} k^2 dk, \quad (7)$$

где m_l - массы, а μ_l - химические потенциалы соответствующих заряженных лептонов ($l = e, \mu$). Для такой материи должны выполняться условия β -равновесия и электрической нейтральности:

а) при плотности барионов ниже порога рождения мюонов:

$$\mu_n(n_B, \alpha) - \mu_p(n_B, \alpha) = \mu_e(n_e), \quad n_p = n_e. \quad (8)$$

б) при плотности барионов выше порога рождения мюонов:

$$\mu_n(n_B, \alpha) - \mu_p(n_B, \alpha) = \mu_e(n_e) = \mu_\mu(n_\mu), \quad n_p = n_e + n_\mu. \quad (9)$$

Здесь $\mu_p(n_B, \alpha)$ и $\mu_n(n_B, \alpha)$ являются химическими потенциалами соответственно протонов и нейтронов, которые определяются формулами

$$\begin{aligned} \mu_p(n_B, \alpha) &= \sqrt{k_F(n_B)^2(1-\alpha)^{2/3} + M_p^{(eff)^2}} + \tilde{\omega} + \frac{1}{2}\tilde{\rho}, \\ \mu_n(n_B, \alpha) &= \sqrt{k_F(n_B)^2(1+\alpha)^{2/3} + M_n^{(eff)^2}} + \tilde{\omega} - \frac{1}{2}\tilde{\rho}. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения (8) и (9) позволяют выразить параметр асимметрии электрически нейтральной и β -равновесной материи через барионную плотность. В этом случае плотность энергии зависит только от барионной плотности n_B .

Энергия, приходящаяся на один барион E_B и удельная энергия связи E_{bind} , как функции барионной плотности n_B и параметра асимметрии α , задаются формулами:

$$E_B(n_B, \alpha) = \frac{\varepsilon_{NM}(n_B, \alpha)}{n_B}; \quad E_{bind}(n_B, \alpha) = E_B(n_B, \alpha) - m_N. \quad (11)$$

Приходящуюся на один барион энергию, обусловленную изоспиновой асимметрией системы, обозначим через $\Delta E_B(n_B, \alpha) = E_B(n_B, \alpha) - E_B(n_B, 0)$.

Энергия симметрии $E_{sym}(n_B)$ определяется из разложения функции $E_B(n_B, \alpha)$ в ряд по параметру асимметрии: $E_B(n_B, \alpha) = E_B(n_B, 0) + E_{sym}(n_B)\alpha^2 + o(\alpha^4)$, так что

$$E_{sym}(n_B) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E_B(n_B, \alpha)}{\partial \alpha^2} \Big|_{\alpha=0}. \quad (12)$$

Пользуясь выражением (6) для плотности энергии $\varepsilon_{NM}(n_B, \alpha)$ и уравнениями (3) для мезонных полей, можно получить выражение для энергии симметрии $E_{sym}(n_B)$. Слагаемые, не содержащие константы связи нуклон-мезонных взаимодействий, будут представлять кинетическую часть энергии симметрии $E_{sym}^{(kin)}$, а слагаемые, содержащие константы связи - потенциальную часть энергии симметрии $E_{sym}^{(pot)}$:

$$E_{sym}^{(kin)}(n_B) = \frac{k_F^2}{6\sqrt{k_F^2 + M_N^{(eff)^2}}}, \quad (13)$$

$$E_{sym}^{(pot)}(n_B) = \frac{n_B}{2} \left\{ \frac{\alpha_p}{4} - \frac{\alpha_\delta M_N^{(eff)^2}}{k_F^2 + M_N^{(eff)^2}} J_{sym} \right\}. \quad (14)$$

Здесь через J_{sym} обозначено выражение

$$J_{sym} = \left[1 + 3\alpha_{\delta} \left(\frac{n_B^{(s)}}{M_N^{(eff)}} - \frac{n_B}{\sqrt{k_F^2 + M_N^{(eff)^2}}} \right) \right]^{-1},$$

$$k_F = (3\pi^2 n_B / 2)^{1/3}, \quad M_N^{(eff)} = M_p^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta} = 0) = M_n^{(eff)}(\tilde{\sigma}, \tilde{\delta} = 0) = m_N - \tilde{\sigma}.$$

Скалярная барионная плотность $n_B^{(s)}$ в (14) является суммой скалярных плотностей протона и нейтрона в симметричной ядерной материи $n_B^{(s)} = n_p^{(s)}(n_B, 0) + n_n^{(s)}(n_B, 0)$:

$$n_B^{(s)} = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_B)} \frac{M_N^{(eff)}}{\sqrt{k^2 + M_N^{(eff)^2}}} k^2 dk. \quad (15)$$

Такое же выражение для энергии симметрии нуклонного вещества можно получить [26,27], основываясь на утверждении теоремы Гугенгольца-Ван Хофа [28,29] о том, что химический потенциал нуклона в асимметричной ядерной материи должен быть равен его энергии Ферми.

Для определения феноменологических констант теории требуется также знание модуля сжимаемости симметричной ядерной материи при плотности насыщения n_0 :

$$K_0 = 9n_0^2 \left. \frac{d^2 E_B(n_B, \alpha)}{dn_B^2} \right|_{\substack{n_B=n_0 \\ \alpha=0}}.$$

Модуль сжимаемости тоже состоит из кинетической и потенциальной частей:

$$K^{(kin)}(n_B) = \frac{3k_F^2}{\sqrt{k_F^2 + M_N^{(eff)^2}}}, \quad (16)$$

$$K^{(pot)}(n_B) = 9n_B \left(\alpha_{\omega} - \frac{\alpha_{\sigma} M_N^{(eff)^2}}{k_F^2 + M_N^{(eff)^2}} J_K \right). \quad (17)$$

Здесь через J_K обозначено выражение

$$J_K = \left[1 + 3\alpha_{\sigma} \left(\frac{n_B^{(s)}}{M_N^{(eff)}} - \frac{n_B}{\sqrt{k_F^2 + M_N^{(eff)^2}}} + \frac{2}{3} g_{\sigma 3} \tilde{\sigma} + g_{\sigma 4} \tilde{\sigma}^2 \right) \right]^{-1}.$$

3. Численные результаты. Для проведения численных расчетов термодинамических величин необходимо определить константы связи, характеризующие взаимодействие нуклонов с мезонными полями. Константы α_{σ} , α_{ω} , $g_{\sigma 3}$ и $g_{\sigma 4}$, соответствующие изоскалярным σ , ω -мезонам, можно определить, используя значения известных параметров симметричного ядерного вещества при насыщении. Мы использовали следующие значения: масса голого

нуклона $m_N = 939.9$ МэВ, плотность ядерного насыщения $n_0 = 0.16$ фм⁻³, эффективная масса нуклона при насыщении $M_0^{(eff)} = 0.78 m_N$, удельная энергия связи $f_0 = -16.3$ МэВ, модуль сжимаемости при насыщении $K_0 = 300$ МэВ. Для определения констант, соответствующих изовекторным δ , ρ -мезонам, нужно использовать значения характеристик асимметричной ядерной материи. Для константы α_δ [20] использовано значение $\alpha_\delta = 2.5$ фм². Для определения константы α_ρ было использовано значение энергии симметрии при насыщении $E_{sym}^{(0)} = 32.5$ МэВ.

Приведенные выше характеристики ядерного вещества воспроизводятся при следующих значениях параметров модели [30]: $\alpha_\sigma = 9.15$ фм², $\alpha_\omega = 4.83$ фм², $\alpha_\delta = 2.5$ фм², $\alpha_\rho = 13.62$ фм², $g_{\sigma 3} = 0.0165$ фм⁻¹ и $g_{\sigma 4} = 0.0132$.

Зная константы связи нуклон-мезонных взаимодействий, а также константы само-взаимодействия σ -поля $g_{\sigma 3}$ и $g_{\sigma 4}$, для разных значений барионной плотности n_B и параметра асимметрии α рассчитаны физические характеристики изотопически-асимметричной ядерной материи, состоящей из протонов и нейтронов.

На рис.1а представлены приходящиеся на один барион энергии $E_B(n_B, \alpha)$ и $E_B(n_B, 0)$, соответственно, для изоспиново-асимметричной и симметричной нуклонной материи в зависимости от барионной плотности n_B и параметра асимметрии α . На рис.1б показана приходящаяся на один барион энергия $\Delta E_B(n_B, \alpha) = E_B(n_B, \alpha) - E_B(n_B, 0)$, обусловленная изоспиновой асимметрией

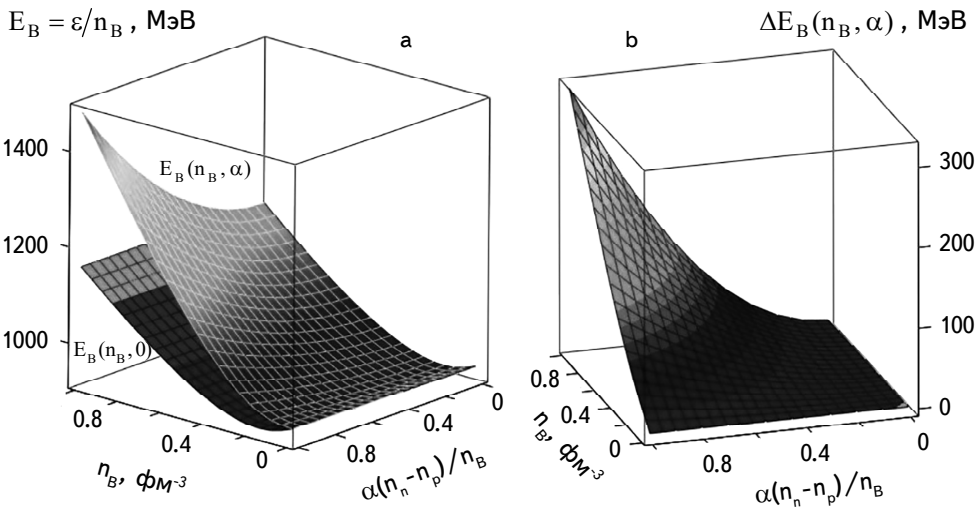


Рис.1. а. Энергия, приходящаяся на один барион $E_B(n_B, \alpha)$ в зависимости от плотности барионного числа n_B и параметра асимметрии α . Нижняя поверхность соответствует функции $E_B(n_B, 0)$. б. Приходящаяся на один барион энергия, обусловленная изоспиновой асимметрией нуклонного вещества $\Delta E_B(n_B, \alpha) = E_B(n_B, \alpha) - E_B(n_B, 0)$ в зависимости от плотности барионного числа n_B и параметра асимметрии α .

нуклонного вещества в зависимости от n_B и α . Как видно из этого рисунка, обусловленная асимметрией энергия $\Delta E_B(n_B, \alpha)$, при фиксированном значении параметра асимметрии α , является монотонно возрастающей функцией барионной плотности n_B .

На рис.2 для значений параметра асимметрии $\alpha = \{0; 0.5; 1\}$ приведены эффективные массы протона и нейтрона в зависимости от плотности барионного числа n_B . Эффективные массы протона и нейтрона, как и следовало ожидать, одинаковы для симметричной нуклонной материи. Расщепление эффективных масс нуклонов обусловлено присутствием поля изовекторного лоренцескалярного δ -мезона. В рассмотренной нами модели эффективная масса протона

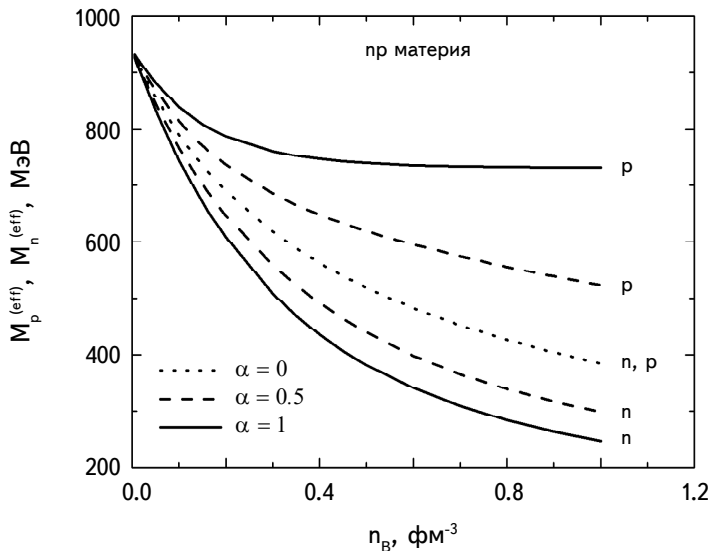


Рис.2. Эффективные массы протона и нейтрона в зависимости от плотности барионного числа n_B при разных значениях параметра асимметрии α .

больше эффективной массы нейтрона. При заданном значении барионной плотности n_B эффективная масса нейтрона уменьшается с увеличением параметра асимметрии, в то время как эффективная масса протона увеличивается. Разность эффективных масс протона и нейтрона при заданном значении барионной плотности n_B растет с ростом параметра асимметрии, достигая своего максимального значения в случае чисто нейтронной материи ($\alpha = 1$).

Зависимость удельной энергии связи $E_{\text{bind}}(n_B, \alpha)$ нуклонного вещества от барионной плотности n_B для значений параметра асимметрии $\alpha = \{0; 0.25; 0.5; 0.75; 1\}$ показана на рис.3. Для сравнения на этом же рисунке в виде толстой сплошной линии представлена аналогичная зависимость в случае электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи (материи НЗ). Видно, что в интервале значений барионной плотности $n_B \in [0; 0.8]$,

характерной для материи, имеющей адронную структуру внутри нейтронных звезд, параметр асимметрии α меняется от значения $\alpha \approx 1$ (при $n_B \approx 0$) до значения $\alpha \approx 0.7$ (при $n_B \approx 0.8 \text{ фм}^{-3}$).

На рис.4 приведены эффективные массы протона и нейтрона в зависимости от плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи. Так как с ростом барионной плотности параметр

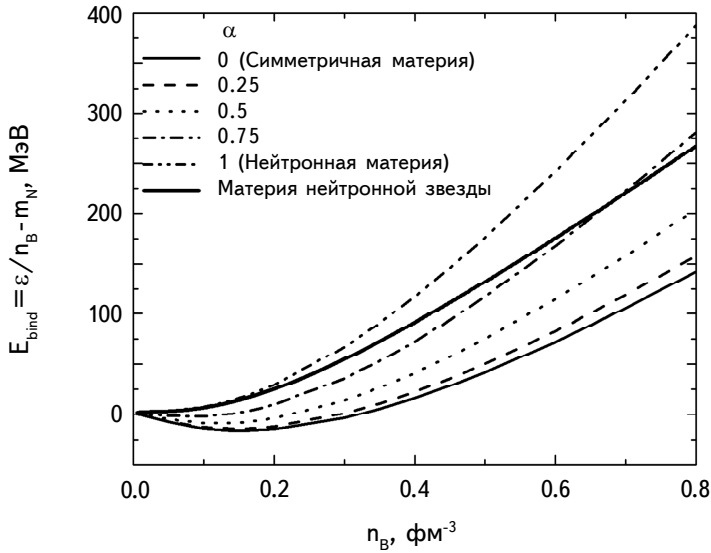


Рис.3. Энергия связи, приходящаяся на один барион в зависимости от плотности барионного числа n_B при разных значениях параметра асимметрии α . Сплошная толстая линия соответствует электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи (материи НЗ).

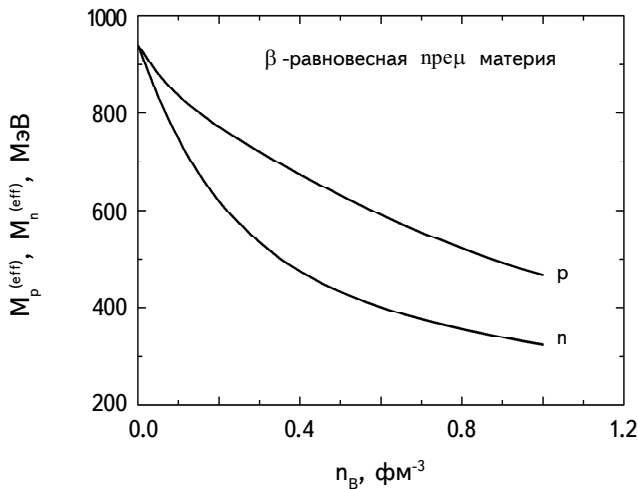


Рис.4. Эффективные массы протона и нейтрона в зависимости от плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи (материи НЗ).

асимметрии в материи НЗ уменьшается (см. рис.3), то при заданном значении барионной плотности n_B разность эффективных масс протона и нейтрона меньше в случае электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи, чем в случае чисто нейтронной материи.

На рис.5а показана зависимость удельной энергии связи E_{bind} от барионной плотности n_B для нейтральной и β -равновесной *прем* материи (материи НЗ). Доля числа протонов $Y_p = n_p/n_B = (1-\alpha)/2$ в зависимости от барионной плотности n_B для материи НЗ представлена на рис.5б. Учитывая, что при больших

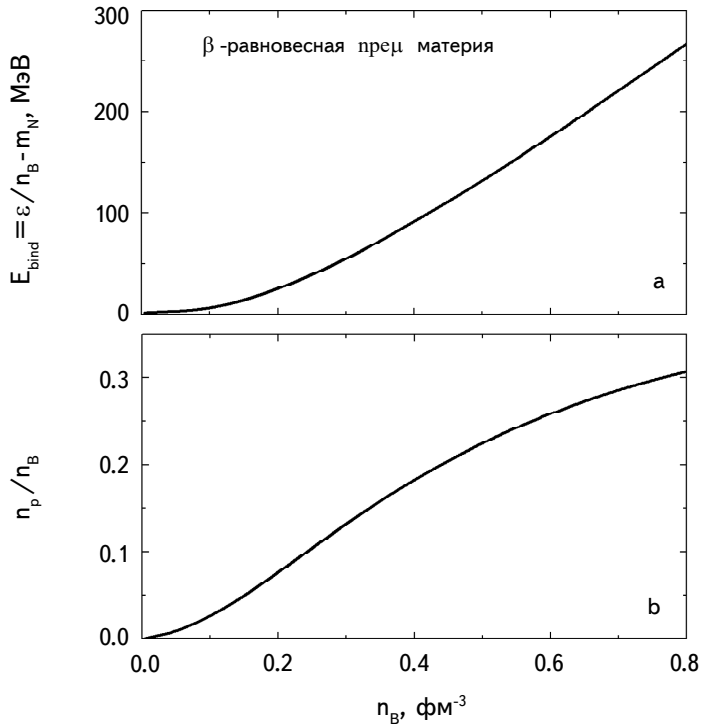


Рис.5. а. Энергия связи, приходящаяся на один барион в зависимости от плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи. б. Доля числа протонов $Y_p = n_p/n_B$ в зависимости от плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи.

плотностях создадутся условия для деконфайнмента кварков и в результате фазового перехода будет образовываться кварковая материя, придем к выводу, что в адронной компоненте нейтронной звезды максимальное значение удельной энергии связи будет порядка 250-300 МэВ. Число протонов в адронной компоненте нейтронной звезды не будет превышать $\sim 30\%$ от числа нуклонов.

На рис.6а представлены зависимости энергии симметрии E_{sym} и ее составляющих $E_{sym}^{(kin)}$ и $E_{sym}^{(pot)}$ от барионной плотности n_B для электрически нейт-

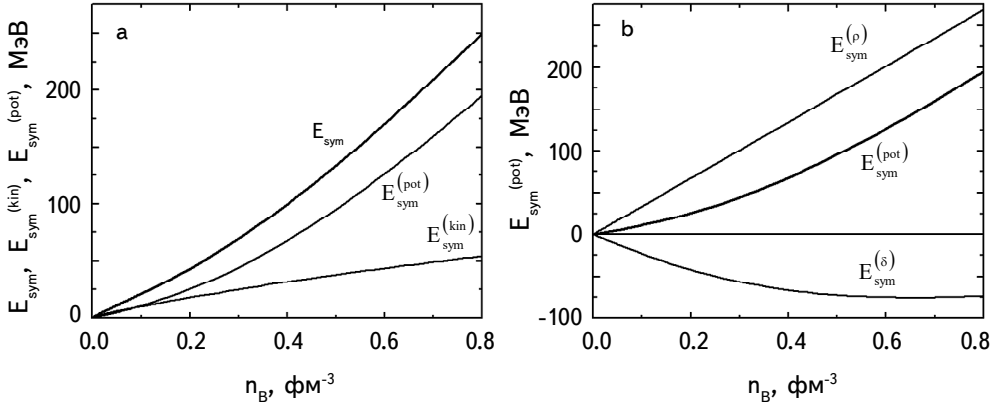


Рис.6. а. Энергия симметрии E_{sym} и ее составляющие $E_{\text{sym}}^{(\text{kin})}$ и $E_{\text{sym}}^{(\text{pot})}$ в зависимости от плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *нр*м материи. б. Потенциальная часть $E_{\text{sym}}^{(\text{pot})}$ энергии симметрии и ее составляющие $E_{\text{sym}}^{(\delta)}$ и $E_{\text{sym}}^{(\rho)}$ в зависимости от плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *нр*м материи.

ральной и β -равновесной *нр*м материи. Рис.6б демонстрирует вклады изовекторных δ и ρ -мезонов $E_{\text{sym}}^{(\delta)}$ и $E_{\text{sym}}^{(\rho)}$ в потенциальную часть $E_{\text{sym}}^{(\text{pot})}$ энергии симметрии. Видно, что в области плотностей ниже плотности ядерного насыщения n_0 кинетическая энергия симметрии $E_{\text{sym}}^{(\text{kin})}$ и потенциальная энергия симметрии $E_{\text{sym}}^{(\text{pot})}$ являются величинами одинакового порядка. При больших плотностях потенциальная часть энергии симметрии $E_{\text{sym}}^{(\text{pot})}$ имеет доминирующий вклад в энергию симметрии E_{sym} .

Из рис.6б видно, что изовекторный, лоренцево-векторный ρ -мезон дает положительный вклад $E_{\text{sym}}^{(\rho)}$ в потенциальную часть энергии симметрии $E_{\text{sym}}^{(\text{pot})}$, в то время как аналогичный вклад изовекторного лоренцево-скалярного δ -мезона $E_{\text{sym}}^{(\delta)}$ является отрицательным. При больших плотностях вклад ρ -мезона в потенциальную энергию симметрии $E_{\text{sym}}^{(\rho)}$ становится намного больше абсолютного значения вклада δ -мезона $E_{\text{sym}}^{(\delta)}$.

Как следует из уравнений для средних полей (3), среднее поле $\tilde{\omega}$ при заданном значении барионной плотности n_B не зависит от параметра асимметрии α . Это означает, что среднее поле изоскалярного лоренцево-векторного ω -мезона при заданном значении n_B имеет одну и ту же величину при любом соотношении количеств нейтронов и протонов n_n/n_p . Среднее поле $\tilde{\omega}$ для *нр* материи и электронейтральной и β -равновесной *нр*м материи имеет одинаковую величину при заданном значении n_B . Средние поля $\tilde{\sigma}$, $\tilde{\delta}$ и $\tilde{\rho}$ из-за зависимости от параметра асимметрии α при заданном значении n_B не будут одинаковыми для *нр* материи и электронейтральной и β -равновесной *нр*м материи (материи НЗ).

На рис.7 представлены средние поля $\tilde{\sigma} = g_{\sigma} \bar{\sigma}$, $\tilde{\omega} = g_{\omega} \bar{\omega}$, $\tilde{\delta} = g_{\delta} \bar{\delta}^{(3)}$ и $\tilde{\rho} = g_{\rho} \bar{\rho}^{(3)}$ обменных мезонов как функции плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи. Средние поля изоскалярных σ и ω -мезонов имеют положительные значения и являются монотонно возрастающими функциями барионной плотности n_B . Средние поля изовекторных δ и ρ -мезонов имеют отрицательные значения. При этом среднее поле изовекторного лоренцево-скалярного δ -мезона является убывающей функцией n_B при значениях $n_B < 0.44 \text{ фм}^{-3}$ и медленно возрастающей функцией n_B при $n_B > 0.44 \text{ фм}^{-3}$. Среднее поле изовекторного, лоренцево-векторного ρ -мезона является монотонно убывающей функцией n_B .

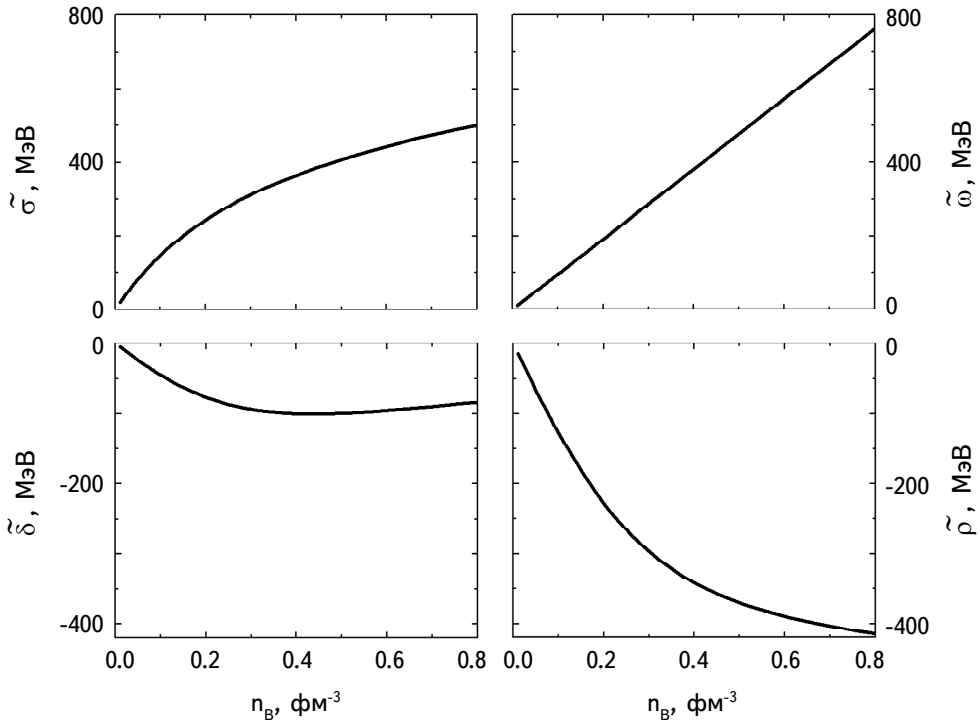


Рис.7. Средние поля обменных мезонов в зависимости от плотности барионного числа n_B для электрически нейтральной и β -равновесной *прем* материи.

4. **Заключение.** В настоящей работе исследованы свойства изоспин-асимметричной холодной нуклонной материи. Была применена релятивистская теория среднего поля, в которой помимо полей σ , ω , ρ обменных мезонов, учтено также изовекторное, лоренцево-скалярное поле δ -мезона. Константы взаимодействия нуклона с мезонами и константы связи $g_{\sigma 3}$ и $g_{\sigma 4}$, характе-

ризующие самовзаимодействие σ -мезона и приводящие в уравнениях движения к нелинейности соответственно второго и третьего порядка выбраны так, чтобы воспроизвести известные значения характеристик симметричного нуклонного вещества при плотности ядерного насыщения n_0 . Модель была применена для изучения свойств как чисто нуклонной np материи, так и электрически нейтральной и β -равновесной ядерной материи, состоящей из нуклонов и заряженных e^- , μ^- лептонов ($npe\mu$ материя). Численно проанализированы зависимости от барионной плотности n_B и параметра асимметрии α таких характеристик np вещества, как приходящаяся на один барион энергия $E_B(n_B, \alpha)$, удельная энергия, обусловленная изоспиновой асимметрией $\Delta E_B(n_B, \alpha)$, эффективные массы протона и нейтрона $M_p^{(eff)}(n_B, \alpha)$, $M_n^{(eff)}(n_B, \alpha)$, удельная энергия связи $E_{bind}(n_B, \alpha)$. Показано, что обусловленная асимметрией энергия $\Delta E_B(n_B, \alpha)$, при фиксированном значении α , является монотонно возрастающей функцией барионной плотности n_B .

Расщепление эффективных масс протона и нейтрона $\Delta M^{(eff)} = M_p^{(eff)} - M_n^{(eff)}$ в рамках нашей модели является положительным и при заданном значении барионной плотности n_B растет с ростом параметра асимметрии. При заданном значении n_B расщепление эффективных масс максимально для чисто нейтронной материи. Заметим, что в настоящее время нет единого мнения относительно того, является ли $\Delta M^{(eff)}$ отрицательным, нулевым или положительным [31].

Для электрически нейтральной и β -равновесной $npe\mu$ материи (материи НЗ) изучены эффективные массы протона и нейтрона $M_p^{(eff)}$, $M_n^{(eff)}$, удельная энергия связи E_{bind} , энергия симметрии E_{sym} , количественная доля протонов $Y_p = n_p/n_B$, а также средние мезонные поля $\tilde{\sigma}$, $\tilde{\omega}$, $\tilde{\delta}$, $\tilde{\rho}$ в зависимости от барионной плотности n_B . Показано, что при заданном значении n_B расщепление эффективных масс протона и нейтрона $\Delta M^{(eff)}$ у нейтральной и β -равновесной $npe\mu$ материи меньше, чем у чисто нейтронной материи. Имея в виду, что если при больших плотностях будет иметь место фазовый переход от адронной материи к кварковой материи, то максимальное значение удельной энергии связи для адронной компоненты нейтронной звезды будет порядка 250-300 МэВ, число протонов при этом не будет превышать $\sim 30\%$ от числа нуклонов.

Полученные нами результаты для энергии симметрии E_{sym} показывают, что ниже плотности ядерного насыщения кинетическая и потенциальная части энергии симметрии являются величинами одного и того же порядка. При больших плотностях вклад потенциальной энергии симметрии $E_{sym}^{(pot)}$ значительно больше вклада кинетической составляющей $E_{sym}^{(kin)}$. Потенциальная часть энергии симметрии обусловлена обменом изовекторными δ и ρ -мезонами. Вклад δ -мезонов в потенциальную энергию симметрии $E_{sym}^{(\delta)}$ является отрица-

тельным, а вклад ρ -мезонов $E_{sym}^{(\rho)}$ - положительным. При больших плотностях имеет место неравенство $E_{sym}^{(\rho)} > |E_{sym}^{(\delta)}|$.

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

ISOSPIN-ASYMMETRIC COLD NUCLEAR MATTER IN THE RELATIVISTIC MEAN-FIELD MODEL WITH A SCALAR-ISOVECTOR INTERACTION CHANNEL

G.B.ALAVERDYAN, A.G.ALAVERDYAN

Within the framework of the relativistic mean field theory, in which, in addition to the fields of σ , ω , ρ mesons, the isovector Lorentz scalar field of the δ meson is also taken into account, the properties of isospin-asymmetric cold nuclear matter are studied. The properties of both purely nucleonic np matter depending on the baryon density n_B and the asymmetry parameter α , and the properties of electrically neutral β -equilibrium $npe\mu$ matter depending on the baryon density n_B are studied. For different values of n_B and α , such characteristics of np matter as the energy per baryon, the specific energy due to isospin asymmetry, the effective masses of the proton and neutron, and the specific binding energy are determined. It is shown that the energy caused by the asymmetry, for a fixed value of α , is a monotonically increasing function of the baryon density n_B . For $npe\mu$ matter, the dependences on the baryon density n_B of the effective masses of the proton and neutron $M_p^{(eff)}$, $M_n^{(eff)}$, the specific binding energy E_{bind} , the symmetry energy E_{sym} , the quantitative proton fraction $Y_p = n_p/n_B$, as well as the average meson fields $\tilde{\sigma}$, $\tilde{\omega}$, $\tilde{\delta}$, $\tilde{\rho}$ are studied.

Keywords: *Mean-field: nucleon matter: neutron star matter: symmetry energy: effective mass: binding energy*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.W.Steiner, M.Prakash, J.M.Lattimer et al.*, Phys. Rep., **411**, 325, 2005.
2. *J.M.Lattimer, M.Prakash*, Phys. Rep, **442**, 109, 2007.
3. *B.-A.Li, P.G.Krastev, D.-H.Wen et al.*, Eur. Phys. J. A, **55**, 117, 2019.
4. *S.Wang, H.Tong, Q.Zhao et al.*, Phys. Rev. C, **106**, 021305, 2022.
5. *S.Choi, T.Miyatsu, M-K.Cheoun et al.*, Astrophys. J., **909**, 156, 2021.
6. *M.Baldo, G.F.Burgio*, Prog. Part. Nucl. Phys., **91**, 203, 2016.
7. *X.Roca-Maza, N.Paar*, Prog. Part. Nucl. Phys., **101**, 96, 2018.
8. *B.-A.Li, B.-J.Cai, W.-J.Xie et al.*, Universe, **7**, 182, 2021.
9. *M.C.Miller, F.K.Lamb, A.J.Dittmann et al.*, Astrophys. J. Lett., **918**, L28, 2021.
10. *B.P.Abbott, R.Abbott, T.D.Abbott et al.*, Phys. Rev. Lett., **121**, 161101, 2018.
11. *B.P.Abbott, R.Abbott, T.D.Abbott et al.*, Phys. Rev. X, **9**, 011001, 2019.
12. *J.D.Walecka*, Ann. Phys., **83**, 491, 1974.
13. *B.D.Serot, J.D.Walecka*, Adv. in Nucl. Phys., **16**, 1, 1986.
14. *B.D.Serot, J.D.Walecka*, Int. J. Mod. Phys. E, **6**, 515, 1997.
15. *J.Boguta, A.R.Bodmer*, Nucl. Phys. A, **292**, 413, 1977.
16. *Y.Sugahara, H.Toki*, Nucl. Phys. A, **579**, 557, 1994.
17. *G.A.Lalazissis, J.Konig, P.Ring*, Phys. Rev. C, **55**, 540, 1997.
18. *H.Mueller, B.D.Serot*, Nucl. Phys. A, **606**, 508, 1996.
19. *S.Kubis, M.Kutschera*, Phys. Lett. B, **399**, 191, 1997.
20. *B.Liu, V.Greco, V.Baran et al.*, Phys. Rev. C, **65**, 045201, 2002.
21. *V.Greco, M.Colonna, M.Di Toro et al.*, Phys. Rev. C, **67**, 015203, 2003.
22. *T.Gaitanos, M.Colonna, M.Di Toro et al.*, Phys. Lett. B, **595**, 209, 2004.
23. *M. Di Toro, A.Drago, T.Gaitanos et al.*, Nucl. Phys. A, **775**, 102, 2006.
24. *G.B.Alaverdyan*, Astrophysics, **52**, 132, 2009.
25. *G.B.Alaverdyan*, Research in Astron. Astrophys., **10**, 1255, 2010.
26. *T.Miyatsu, M.-K.Cheoun, C.Ishizuka et al.*, Phys. Lett. B, **803**, 135282, 2020.
27. *T.Miyatsu, M-K.Cheoun, K.Saito*, Astrophys. J., **929**, 82, 2022.
28. *N.M.Hugenholtz, L. Van Hove*, Physica, **24**, 363, 1958.
29. *P.Czerski, A. De Pace, A.Molinari*, Phys. Rev. C, **65**, 044317, 2002.
30. *G.B.Alaverdyan*, Symmetry, **13**, 124, 2021.
31. *H.-Y.Kong, Y.X.Jun Xu, L.-W.Chen et al.*, Phys. Rev. C, **91**, 047601, 2015.