

Twin Neutron Stars considering Hyperons

Zahra Sharifi, Mohsen Bigdeli*, Mina Zamani, Fatemeh Bagheri, Maedeh Darvishi

Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan, Zanjan, Iran

Received: 06.04.2021 Final revised: 04.07.2021 Accepted: 17.10.2021

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.17150](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.17150)

Abstract

In this paper, we assume that the core of the neutron star consists of nucleons, leptons, Σ^- and Λ^0 hyperons. We investigate the equation of state of neutron star matter using the lowest order constrained variational (LOCV) method with AV_{18} potential, three-nucleon interaction (TNI), and also excluded volume effect (VE). Furthermore, we obtain the mass-radius relation of twin neutron stars in the presence of hyperons. It should be mentioned that we present the results obtained by UV_{14} and AV_{14} potentials in order to compare with the results related to the equation of state of neutron star matter considering the effect of two different parameters on AV_{18} potential. The obtained results demonstrate that the threshold density of Σ^- hyperon lies in the range of $(0.243-0.552) \text{ fm}^{-3}$ and that of Λ^0 hyperon exists in the range of $(0.353-0.940) \text{ fm}^{-3}$. It is obvious that the appearance of hyperons softens the equation of state of neutron star matter, which is largely compensated by considering the radius for nucleons. The comparison of the results obtained for the mass-radius relation of neutron stars shows that the presence of hyperons using $AV_{18} + TNI$ potential reduces the maximum mass of neutron stars from $2.11 M_{\odot}$ (normal neutron star matter) to $1.12 M_{\odot}$. However, this parameter reaches the value of $1.5 M_{\odot}$ by including the excluded volume effect, which indicates stiffening of the equation of state. In addition, excluded volume effect leads to instability after the appearance of hyperons, which implies the existence of a twin neutron star, two stars of the same mass but different radii.

Keywords: Twin neutron star, Equation of state, Hyperons, Three-nucleon interaction (TNI).

ستاره‌های نوترونی دوقلو با در نظر گرفتن هایپرونها

زهره شریفی، محسن بیگدلی*، مینا زمانی، فاطمه باقری، مائده درویشی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

دریافت: 1400/01/17 ویرایش نهائی: 1400/04/13 پذیرش: 1400/07/25

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.17150](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.17150)

چکیده

در این مقاله فرض کرده‌ایم که هسته ستاره نوترونی از نوکلئون‌ها، لپتون‌ها و هایپرونها Σ^- و Λ^0 تشکیل شده است. با استفاده از روش $LOCV$ و با به کار گیری پتانسیل AV_{18} همراه با برهم کنش سه جسمی (TNI) و همچنین در نظر گرفتن حجم برای نوکلئون‌ها، معادله حالت ماده ستاره نوترونی را بررسی می‌کنیم. علاوه بر این، رابطه جرم-شعاع را برای ستاره‌های نوترونی دوقلو با وجود هایپرونها به دست می‌آوریم. ناگفته نماند که به منظور مقایسه نتایج مربوط به معادله حالت ماده ستاره نوترونی با استفاده از تأثیر دو عامل مختلف بر پتانسیل AV_{18} ، نتایج مربوط به پتانسیل‌های UV_{14} و AV_{14} را نیز ارائه می‌کنیم. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند که چگالی آستانه تولید هایپرون Σ^- در بازه fm^{-3} (0,0-243,552) و چگالی آستانه تولید هایپرون Λ^0 در بازه fm^{-3} (0,0-353,940) قرار دارد. بدیهی است که حضور هایپرونها باعث نرم‌تر شدن معادله حالت ماده ستاره نوترونی می‌شود که با در نظر گرفتن شعاع برای نوکلئون‌ها، این نرم شدن تا حدود زیادی جبران می‌شود. مقایسه نتایج به دست آمده برای رابطه جرم-شعاع ستاره‌های نوترونی نشان می‌دهد که حضور هایپرونها با استفاده از پتانسیل $AV_{18} + TNI$ منجر به تغییر مقدار جرم بیشینه از M_{\odot} $2/11$ (ماده ستاره نوترونی نرمال) به $1/12 M_{\odot}$ می‌شود، در حالی که این مقدار با اضافه کردن تأثیر شعاع برای نوکلئون‌ها به M_{\odot} $1/5$ می‌رسد که نشان از سخت شدن معادله حالت می‌باشد. علاوه بر این، تأثیر اثرات حجمی نوکلئون‌ها منجر به ایجاد ناپایداری بعد از حضور هایپرونها می‌شود که بیانگر وجود ستاره نوترونی دوقلو، دو ستاره با جرم یکسان و شعاع‌های متفاوت، است.

کلیدواژگان: ستاره نوترونی دوقلو، معادله حالت، هایپرونها، برهم کنش سه جسمی (TNI)

مقدمه

بنابراین مدل‌های نظری از جمله چگالش مزون، کوآرک‌های آزاد و ماده هایپرونی وجود دارند که ساختار هسته را پیش بینی می‌کنند. در این مقاله ما به بررسی حضور هایپرونها در هسته ستاره نوترونی می‌پردازیم. وجود چنین ذرات شگفتی منجر به گمانه زنی‌هایی می‌شود که ستارگان فشرده ممکن است یک

ستارگان نوترونی اجرام فشرده‌ای هستند که پل ارتباطی فیزیک هسته‌ای، اختریفیزیک و فیزیک ذرات بنیادی می‌باشند. چگالی مرکزی این اجرام در حدود چندین برابر چگالی اشباع هسته‌ای ($\rho_0=0/16 fm^{-3}$) است. در حال حاضر ذرات تشکیل دهنده و ساختار هسته ستاره نوترونی به طور قطع مشخص نیست.

* نویسنده مسئول: m_bigdeli@znu.ac.ir



پتانسیل شیمیایی نوکلئون‌ها به قدر کافی بزرگ باشد، هایپرون‌ها طی واپاشی‌های زیر تولید می‌شوند:

$$n + n \rightarrow n + \Lambda \quad 1$$

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$n + n \rightarrow p + \Sigma^-$$

$$n + e^- \rightarrow \Sigma^- + \nu_e$$

برای ماده‌هایپرونی، شرایط تعادل شیمیایی به صورت زیر خواهد بود:

$$\mu_{\Sigma^-} = \mu_n + \mu_e$$

$$\mu_p = \mu_n - \mu_e$$

$$\mu_{\Lambda} = \mu_{\Sigma^0} = \mu_n$$

2

نتایج نشان می‌دهند که هایپرون Σ^- علی‌رغم جرم بزرگ‌تر، زودتر از هایپرون Λ^0 در سیستم به وجود می‌آید. زیرا هایپرون Σ^- هنگامی ظاهر می‌شود که جرم آن برابر $\mu_n + \mu_e$ باشد و هایپرون Λ^0 موقعی در سیستم به وجود می‌آید که جرم آن برابر μ_n باشد. از آنجایی که پتانسیل شیمیایی الکترون بزرگ‌تر از اختلاف جرم این دو هایپرون (81.76 MeV) اختلاف جرم این دو هایپرون $(m_{\Sigma^-} - m_{\Lambda^0})$ می‌باشد، هایپرون Σ^- زودتر در سیستم پدید می‌آید [10].

حضور هایپرون‌ها در هسته ستاره نوترونی تأثیر به‌سزایی در ساختار و معادله حالت ستاره نوترونی دارد. معادله حالت ستاره نوترونی در تعیین جرم بیشینه ستاره که با داده‌های رصدی باید در توافق باشد، نیز ارتباط مستقیم دارد. کارهای بسیاری در زمینه بررسی حضور هایپرون‌ها در هسته ستاره‌ی نوترونی انجام شده است. به‌عنوان مثال ویدانا و همکاران [10] با استفاده از روش Fock-Hartree-Brueckner نشان دادند، در چگالی‌های کمتر از $1/2 \text{ fm}^{-3}$ هیچ هایپرونی به جز

شاخه پایدار دوم (خانواده سوم) در رابطه جرم-شعاع تشکیل دهند. این ستارگان از ستارگان نوترونی معمولی توسط یک ناحیه ناپایدار جدا می‌شوند [1] که مشابه ناحیه موجود بین کوتوله‌های سفید (خانواده اول) و ستاره‌های نوترونی معمولی (خانواده دوم) می‌باشد. ستاره‌های دوقلو در کارهای بسیاری مورد بررسی قرار گرفته [2-7] و اعتقاد بر این است که گذار فاز منجر به ایجاد شاخه پایدار دوم در رابطه جرم-شعاع می‌شود. گذار فاز هادرون-کوارک در هسته ستاره نوترونی سنگین در مرجع [8] مورد مطالعه قرار گرفته است که در آن معادله حالت ستاره هیبریدی با ادغام دو معادله حالت مربوط به بخش هادرونی و کوارکی ستاره محاسبه شده است. در کار مذکور برای توصیف بخش کوارکی از مدل‌های کیسه‌ای و NJL استفاده شده، در صورتی که در کار اخیر که انجام داده‌ایم [9]، معادله حالت ماده ستاره نوترونی را با گذار فاز به ماده کوارکی با روش VLOCV به دست آورده‌ایم که منجر به تشکیل خانواده سوم ستاره‌های نوترونی می‌شود. ناگفته نماند که در مقاله مذکور [9]، در نظر گرفتن اثرات حجمی برای نوکلئون‌ها موجب سخت‌تر شدن معادله حالت می‌شود و در نتیجه وجود ماده کوارکی در هسته ستاره نوترونی گزینه مناسبی برای نرم کردن معادله حالت می‌باشد. در این کار نیز با اعمال اثرات حجمی برای نوکلئون‌ها، فرض می‌کنیم که هایپرون‌ها در هسته ستاره نوترونی حضور دارند و با این مفروضات، معادله حالت و ساختار ستاره نوترونی را به دست می‌آوریم. ماده ستاره نوترونی در چگالی‌های حدود چگالی اشباع هسته‌ای از نوترون‌ها، پروتون‌ها و الکترون‌ها تشکیل شده است. با افزایش چگالی احتمال حضور ذرات شگفت نظیر هایپرون‌ها در ستاره نوترونی افزایش می‌یابد [10]. برخلاف شرایط زمینی که هایپرون‌ها ناپایدار هستند و طی واپاشی‌های ضعیف به نوکلئون‌ها واپاشیده می‌شوند، در ستاره‌های نوترونی هنگامی که

چگالی انرژی ذرات تشکیل دهنده سیستم

برای انجام محاسبات عددی برای سیستمی که شامل نوکلئون‌ها و هایپرون‌های Σ^- و Λ^0 است باید چهار درجه آزادی $\rho_n, \rho_p, \rho_{\Sigma^-}, \rho_\Lambda$ در نظر گرفت. به جای این چهار درجه آزادی پارامترهای جدیدی تعریف کرده و از آنها استفاده می‌کنیم.

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_n + \rho_p + \rho_\Lambda + \rho_{\Sigma^-} \\ \beta &= \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \\ \alpha &= \frac{\rho_{\Sigma^-} - \rho_\Lambda}{\rho_{\Sigma^-} + \rho_\Lambda} \\ Y &= \frac{\rho_{\Sigma^-} + \rho_\Lambda}{\rho} \end{aligned} \quad 3$$

حال با توجه به پارامترهای (α, β, Y, ρ) به محاسبه چگالی انرژی سیستم می‌پردازیم. در این مقاله ستاره نوترونی را شامل نوکلئون‌ها، لپتون‌ها و هایپرون‌ها در نظر گرفته‌ایم. بنابراین چگالی انرژی سیستم برابر خواهد بود با چگالی انرژی باریون‌ها که شامل پروتون‌ها، نوترون‌ها و هایپرون‌های Σ^- و Λ^0 است به علاوه چگالی انرژی لپتون‌ها که شامل الکترون‌ها و میون‌ها می‌باشد. در نتیجه داریم:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{bar} + \mathcal{E}_{lep}. \quad 4$$

چگالی انرژی باریون‌ها شامل چگالی انرژی جنبشی باریون‌ها $(t = \rho(\frac{T_{bar}}{A} + \sum_{i=n,p,\Sigma^-, \Lambda} M_i c^2))$ به علاوه چگالی انرژی برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون می‌باشد. چگالی انرژی جنبشی باریون‌ها که به صورت غیر نسبیتی در نظر گرفته شده‌اند، برحسب پارامترهای (α, β, Y, ρ) به صورت زیر خواهد بود:

Σ^- و Λ^0 به وجود نمی‌آید. آنها در مقاله دیگری نشان دادند که اگر نوترینوها در سیستم ستاره نوترونی وجود داشته باشند، هایپرون‌ها در چگالی‌های بالاتری تولید می‌شوند و معادله حالت سیستم سخت‌تر می‌شود [11]. نتایج مرجع [12] نیز حاکی از آن است که هایپرون Σ^- در چگالی‌های $4\rho_0$ و هایپرون Λ^0 در چگالی‌های ρ_0 8 ظاهر می‌شوند. دیو و همکاران [13] نیز پتانسیل‌های مختلفی برای برهم‌کنش هایپرون-نوکلئون در نظر گرفتند. نتایج آنها نشان داد که هایپرون Σ^- در بازه ρ_0 (1/2-4/4) تولید می‌شود. در مرجع [14]، با استفاده از پتانسیل‌های نوکلئون-نوکلئون مختلف، چگالی آستانه تشکیل هایپرون‌های آزاد محاسبه شد و نتایج آنها نشان داد که برای همه برهم‌کنش‌های مختلف نوکلئون-نوکلئون، چگالی آستانه تشکیل هایپرون‌ها حدود ρ_0 (2-3) می‌باشد. در ضمن حضور هایپرون‌ها منجر به نرم‌تر شدن معادله حالت سیستم در چگالی‌های بالا و پایین آمدن جرم بیشینه ستاره نوترونی می‌شود [15]. حضور هایپرون‌ها شدیداً به رفتار انرژی تقارن هسته‌ای نسبت به چگالی، وابسته است. بنابراین انرژی تقارن هسته‌ای عامل مهمی در تعیین چگالی آستانه هایپرون‌ها و ترکیبات شیمیایی ماده ستاره نوترونی می‌باشد. از طرفی انرژی تقارن هسته‌ای خود به مدل‌های انتخاب شده برای پتانسیل برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون و همچنین روش‌های محاسباتی بستگی دارد. در این مقاله، چگالی آستانه حضور هایپرون‌ها، فراوانی ذرات، معادله حالت سیستم و ساختار ستاره‌های نوترونی دوقلو را با به‌کارگیری روش LOCX و استفاده از پتانسیل دوجسمی AV_{18} [16] و در نظر گرفتن TNI [17] و همچنین اثر حجم برای نوکلئون‌ها به دست می‌آوریم. برای مقایسه داده‌های مربوط به چگالی آستانه هایپرون‌ها و همچنین معادله حالت، نتایج مربوط به پتانسیل‌های AV_{14} ، و UV_{14} هم ارائه شده‌اند.

5

که در آن S عملگر متقارن ساز می‌باشد. با استفاده از بسط خوشه‌ای برای محاسبه انرژی هسته‌ای به‌ازای هر ذره داریم [18]:

8

$$E_{nuc}([f]) = \frac{1}{A} \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \cong E_1 + E_2 + \dots,$$

که در آن E_1 انرژی جنبشی نوکلئون‌ها است. انرژی دوجسمی E_2 پتانسیل دوجسمی ذرات را شامل می‌شود که به‌صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$E_2 = \frac{1}{2A} \sum_{i,j} \langle ij | v(12) | ij - ji \rangle. \quad 9$$

در رابطه بالا:

$$v(12) = -\frac{\hbar^2}{2m} [f(12), [\nabla_{12}^2, f(12)]] + f(12)v(12)f(12), \quad 10$$

در این رابطه $f(12)$ و $v(12)$ عملگر همبستگی و پتانسیل دوجسمی می‌باشند. در این محاسبات، ما پتانسیل‌های UV_{14} ، AV_{14} ، AV_{18} ، $AV_{18} + TNI$ و $AV_{18} + TNI (VE)$ را به‌کار برده‌ایم. با کمینه کردن انرژی دوجسمی، رابطه 8، نسبت به متغیرهای توابع همبستگی خواهیم داشت [19 و 20].

$$\frac{1}{A} \sum_{ij} \langle ij | h_{\tau_z}^2 - f^2(12) | ij \rangle_a = 0. \quad 11$$

در تابع هسته‌ای غیرمتقارن، تابع پاولی $h_{\tau_z}(r)$ به‌صورت زیر تعریف می‌شود،

12

$$h_{\tau_z}(r) = \begin{cases} [1 - \frac{9}{2} (\frac{J_J^2(k_F^F r)}{k_F^F r})^2]^{-\frac{1}{2}}, & \tau_z = \pm 1 \\ 1, & otherwise \end{cases}$$

با کمینه کردن انرژی دوجسمی، سری معادلات لاگرانژ جفت شده و جفت نشده‌ای به‌دست می‌آید [21].

$$\begin{aligned} \frac{T_{bar}}{A} &= \sum_{i=n,p,\Lambda,\Sigma^-} \frac{3 \hbar^2 k_{Fi}^2 \rho_i}{5 \cdot 2 M_i \rho} \\ &= \frac{3 \hbar^2 k_F^2}{5 \cdot 2} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{M_n} (1-Y)^{\frac{5}{3}} (1+\beta)^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{M_p} (1-Y)^{\frac{5}{3}} (1-\beta)^{\frac{5}{3}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{M_\Lambda} Y^{\frac{5}{3}} (1-\alpha)^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{M_{\Sigma^-}} Y^{\frac{5}{3}} (1+\alpha)^{\frac{5}{3}} \right), \end{aligned}$$

که در آن $k_F \equiv (3\pi^2 \frac{\rho}{2})^{\frac{1}{3}}$ و $k_{Fi} \equiv (3\pi^2 \rho_i)^{\frac{1}{3}}$

می‌باشد. با در نظر گرفتن حجم برای باریون‌ها، k_{Fi} با

به‌کارگیری شرط $\frac{A}{V-bA} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_{Fi}} k^2 dk$ در هر

مقدار معین چگالی عددی، $\rho = A/V$ ، محاسبه می‌شود که A تعداد باریون‌ها است. برای هر نوکلئون،

حجم مناسب به‌صورت $b = \frac{16}{3} \pi r^3$ تعریف می‌شود

که r شعاع هر ذره و ثابت می‌باشد. حال به محاسبه چگالی انرژی برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون می‌پردازیم. همان‌طور که پیش از این اشاره شد، انرژی برهم‌کنش نوکلئون‌ها از روش LOCv محاسبه می‌شود.

روش LOCv برای ماده هسته‌ای نامتقارن

انرژی بر ذره ماده هسته‌ای نامتقارن، E_{nuc} ، از روش LOCv به‌دست می‌آید. در این روش تابع آزمایشی بس ذره‌ای به‌شکل زیر در نظر می‌گیریم،

$$\psi = F \varphi, \quad 6$$

که در آن φ دترمینان اسلاتر توابع موج A ذره مستقل می‌باشد و $F = F(1\dots A)$ عملگر همبستگی است که با استفاده از تقریب جاسترو به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

$$F = S \prod_{i>j} f(ij),$$

7

$$E(\rho_N, x) = E(\rho_N, \frac{1}{2}) + S(\rho_N)(1-2x)^2 + \dots \quad 15$$

که در آن $S(\rho)$ انرژی تقارن هسته‌ای است. با توجه به شرایط تعادل β داریم:

$$\mu = \mu_e = \mu_n - \mu_p = -\frac{\partial E}{\partial x} = 4S(\rho_N)(1-2x) \quad 16$$

حال با توجه به واپاشی $n + n \rightarrow p + \Sigma^-$ و شرط

$$\text{تعادل } \beta \text{ برای هایپرون } \Sigma^-, (\mu_{\Sigma^-} = 2\mu_n - \mu_p),$$

به محاسبه μ_{Σ^-} می‌پردازیم:

$$\begin{aligned} \mu_{\Sigma^-} &= 2\mu_n - \mu_p \\ &= (1 + \rho_N \frac{\partial}{\partial \rho_N} - (x+1) \frac{\partial}{\partial x}) E(\rho_N, x) \quad 17 \end{aligned}$$

با مساوی قرار دادن دو رابطه زیر پتانسیل شیمیایی هایپرون Σ^- به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} \mu_{\Sigma^-} &= E_{F_{\Sigma^-}} = \frac{\hbar^2 c^2}{2M_{\Sigma^-} c^2} \left(\frac{3\pi^2 (1+\alpha) \rho_N Y}{2(1-Y)} \right)^{\frac{2}{3}} \\ &+ M_{\Sigma^-} c^2, \quad 18 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_{\Sigma^-} &= E(\beta=0, \rho_N) + S(\rho_N)(1-2x)^2 \\ &+ \rho_N \frac{\partial}{\partial \rho_N} (E(\beta=0, \rho_N)) + \\ &\rho_N (1-2x)^2 \frac{\partial S(\rho_N)}{\partial \rho_N} + 4(x+1)S(1-2x) + M_n c^2 \end{aligned}$$

و با توجه به واپاشی $n + n \rightarrow n + \Lambda$ و شرط تعادل

$$\mu_{\Lambda} \text{ برای هایپرون } \Lambda^0, (\mu_{\Lambda} = \mu_n) \text{ به محاسبه } \mu_{\Lambda}$$

می‌پردازیم:

$$\mu_{\Lambda} = \mu_n = (1 + \rho_N \frac{\partial}{\partial \rho_N} - x \frac{\partial}{\partial x}) E(\rho_N, x) \quad 19$$

و با مساوی قرار دادن دو رابطه زیر پتانسیل شیمیایی هایپرون Λ^0 به دست می‌آید:

می‌توان تابع همبستگی را با حل عددی این معادلات دیفرانسیل به دست آورد. سپس با به کار گیری تابع همبستگی، انرژی دوجسمی و در نهایت انرژی سیستم را محاسبه می‌کنیم و چگالی انرژی برهم کنش نوکلئون - نوکلئون به صورت $\varepsilon_{nuc} = \rho E_2$ محاسبه می‌شود.

چگالی انرژی لپتون‌ها

در این مقاله، لپتون‌ها یعنی الکترون‌ها و میون‌ها را ذراتی نسبی در نظر می‌گیریم و چگالی انرژی آن‌ها را از رابطه زیر به دست می‌آوریم:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{lep} &= \sum_{l=e,\mu} \frac{\hbar c f_l^4}{8\pi^2} \left(\frac{2k_l (k_l^2 + f_l^2)^{\frac{3}{2}}}{f_l^4} \right. \\ &\left. - \frac{k_l \sqrt{k_l^2 + f_l^2}}{f_l^2} - \text{Ln}(k_l + \sqrt{k_l^2 + f_l^2}) \right), \quad 13 \end{aligned}$$

که در آن $f_l^2 = \frac{m_l^2 c^4}{\hbar^2 c^2}$, $k_l = \frac{\sqrt{\mu^2 - m_l^2} c^4}{\hbar c}$ می‌باشد. در رابطه بالا $\mu = \mu_e = \mu_{\mu}$ از روابط پتانسیل شیمیایی به دست می‌آید.

فراوانی ذرات تشکیل دهنده سیستم

در این قسمت با استفاده از روابط تعادل β و خنثایی بار، فراوانی ذرات سیستم را به دست می‌آوریم. برای رسیدن به این هدف ابتدا پتانسیل شیمیایی نوکلئون‌ها را از روابط زیر محاسبه می‌کنیم [22]:

$$14$$

$$\mu_n(\rho_N, x) = (1 + \rho_N \frac{\partial}{\partial \rho_N} - x \frac{\partial}{\partial x}) E(\rho_N, x)$$

$$\mu_p(\rho_N, x) = (1 + \rho_N \frac{\partial}{\partial \rho_N} + (1-x) \frac{\partial}{\partial x}) E(\rho_N, x),$$

که در آن x کسر پروتونی می‌باشد و $E(\rho_N, x)$ انرژی بر ذره ماده هسته‌ای نامتقارن تا بسط درجه دوم به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\varepsilon m}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\varepsilon}\right) \left(1 + \frac{4\pi Pr^3}{m}\right) \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} \quad 24$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon,$$

که در این رابطه، ε و P به ترتیب چگالی انرژی و فشار هستند.

نتایج و بحث

مقادیر چگالی آستانه تولید هایپرون‌های Σ^- و Λ^0 در جدول 1 برای پتانسیل‌های مختلف UV_{14} ، AV_{14} ، AV_{18} ، $AV_{18} + TNI$ و $AV_{18} + TNI (VE)$ نمایش داده شده است. با توجه به جدول نتیجه می‌گیریم که چگالی آستانه هایپرون Σ^- در بازه $(0,552) \text{ fm}^{-3}$ - $(0,243)$ قرار دارد. این در حالی است که چگالی آستانه تولید هایپرون Λ^0 در بازه $(0,353-0,940) \text{ fm}^{-3}$ قرار دارد. اختلافی که برای چگالی آستانه ذرات در پتانسیل‌های مختلف به دست آمده به دلیل رفتار متفاوت انرژی تقارنی و انرژی ماده هسته‌ای متقارن در چگالی‌های بالا است. با افزودن اثر TNI به پتانسیل AV_{18} ، به طور کلی معادله حالت سخت شده و مقادیر مربوط به انرژی تقارنی و انرژی ماده هسته‌ای متقارن بیشتر می‌شود، در نتیجه چگالی آستانه حضور هایپرون‌ها از $0,505 \text{ fm}^{-3}$ به $0,345 \text{ fm}^{-3}$ کاهش می‌یابد. از طرفی، با در نظر گرفتن حجم برای نوکلئون‌ها چگالی آستانه باز هم کمتر شده و به مقدار $0,243 \text{ fm}^{-3}$ می‌رسد. در ضمن می‌توان دریافت که برای کلیه پتانسیل‌های به کار گرفته شده در این مقاله، هایپرون Σ^- اولین هایپرونی است که تولید می‌شود، هرچند هایپرون Λ^0 دارای جرم کمتری نسبت به هایپرون Σ^- است. همان‌طور که قبلاً توضیح داده شد، دلیل آن به خاطر پتانسیل شیمیایی الکترون است.

$$\mu_{\Lambda} = E_{F_{\Lambda}} = \frac{\hbar^2 c^2}{2M_{\Lambda} c^2} \left(3\pi^2 \frac{(1-\alpha)\rho_N Y}{2(1-Y)}\right)^{\frac{2}{3}} + M_{\Lambda} c^2,$$

$$\mu_{\Lambda} = E(\beta=0, \rho_N) + S(\rho_N)(1-2x)^2$$

$$+ \rho_N \frac{\partial}{\partial \rho_N} (E(\beta=0, \rho_N)) +$$

$$\rho_N (1-2x)^2 \frac{\partial S(\rho_N)}{\partial \rho_N} + 4x(1-2x) + M_n c^2$$

ماده ستاره نوترونی باید از لحاظ الکتریکی خنثی باشد. بنابراین چگالی عددی پروتون باید برابر با چگالی عددی ذرات منفی سیستم باشد.

$$\rho_p = \rho_e + \rho_{\mu} + \rho_{\Sigma^-} \quad 21$$

بنابراین شرط خنثایی بار را به صورت زیر خواهیم داشت،

$$x\rho_n = \frac{(\hbar c)^{-3}}{3\pi^2} (\mu^2 - (m_e c^2)^2)^{\frac{3}{2}} + \frac{(\hbar c)^{-3}}{3\pi^2} (\mu^2 - (m_{\mu} c^2)^2)^{\frac{3}{2}} + \frac{(1+\alpha)\rho_N Y}{2(1-Y)} \quad 22$$

روابط پتانسیل شیمیایی Σ^- و Λ^0 و رابطه خنثایی بار، متغیرهای α ، β و Y را نتیجه می‌دهد و از آنجا چگالی ذرات تشکیل دهنده سیستم را به دست می‌آوریم. از طرفی معادله حالت سیستم، p ، با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید،

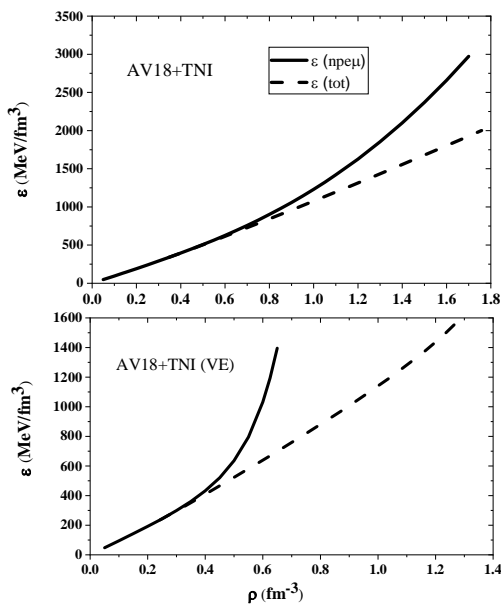
$$P = \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} - \varepsilon \quad 23$$

بعد از محاسبه معادله حالت سیستم، رابطه جرم-شعاع ستاره‌های نوترونی با حل معادلات Tolman- (TOV) Oppenheimer-Volkof به دست می‌آید [23 و 24]:

Λ^0 با استفاده از هر سه پتانسیل روندی افزایشی نسبت به چگالی باریونی دارد. در حالی که فراوانی هایپرون Σ^- با افزوده شدن تأثیر TNI و حجم نوکلئون‌ها به پتانسیل AV_{18} ، در چگالی‌های بالاتر روند کاهشی نسبت به چگالی باریونی دارند.

باید توجه کرد که بلافاصله بعد از ظاهر شدن هایپرون Σ^- ، فراوانی لپتون‌های منفی (الکترون‌ها و میون‌ها) به سرعت کم می‌شود و این به دلیل شرط خنثایی بار در سیستم ستاره نوترونی می‌باشد که با در نظر گرفتن تأثیر دو عامل مذکور در پتانسیل AV_{18} ، کسر پروتونی نیز کاهش می‌یابد.

به صورت مشابه، بعد از ظاهر شدن هایپرون Λ^0 کسر نوترونی کاهش می‌یابد. چرا که هم هایپرون Λ^0 و هم نوترون‌ها ذرات خنثای سیستم هستند.

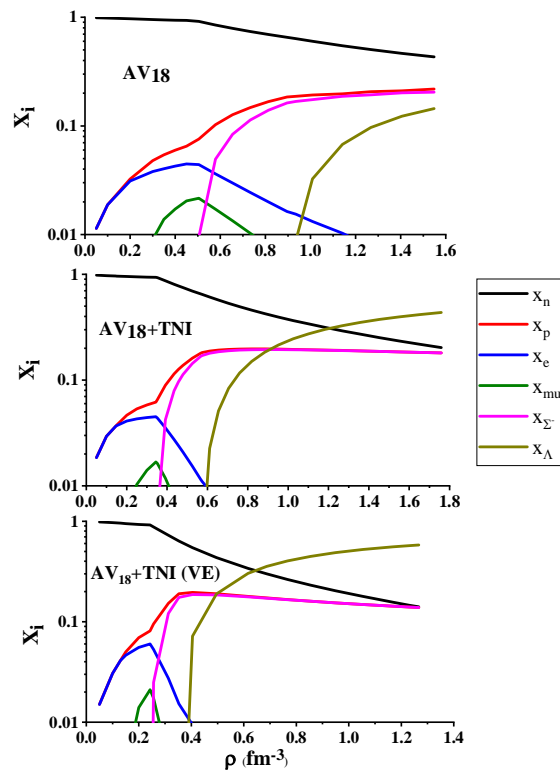


شکل 2. نمودار چگالی انرژی برحسب چگالی باریونی کل برای پتانسیل‌های $AV_{18}+TNI$ و $AV_{18}+TNI (VE)$.

نمودار چگالی انرژی ماده ستاره نوترونی برحسب چگالی باریونی کل برای پتانسیل‌های $AV_{18}+TNI$ و $AV_{18}+TNI (VE)$ در شکل 2 و برای پتانسیل‌های

جدول 1. چگالی آستانه ظهور هایپرون‌های Σ^- و Λ^0 برای پتانسیل‌های مختلف.

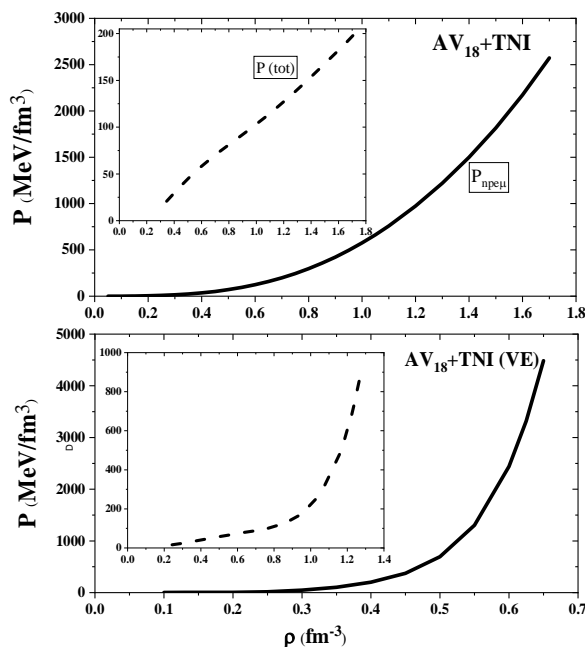
| پتانسیل | $\rho_{th_{\Sigma^-}} (fm^{-3})$ | $\rho_{th_{\Lambda}} (fm^{-3})$ |
|--------------------|----------------------------------|---------------------------------|
| AV_{18} | 0,5050 | 0,9349 |
| AV_{14} | 0,5517 | 0,9395 |
| UV_{14} | 0,395 | 0,6132 |
| $AV_{18}+TNI$ | 0,345 | 0,567 |
| $AV_{18}+TNI (VE)$ | 0,243 | 0,353 |



شکل 1. نمودار فراوانی ذرات سیستم برحسب چگالی باریونی کل برای پتانسیل‌های AV_{18} ، $AV_{18}+TNI$ و $AV_{18}+TNI (VE)$.

در شکل 1، فراوانی ذرات تشکیل دهنده سیستم برحسب چگالی باریونی کل برای سه پتانسیل AV_{18} ، $AV_{18}+TNI$ و $AV_{18}+TNI (VE)$ نمایش داده شده است. همان‌طور که از نمودار برمی‌آید، فراوانی هایپرون

نمودارهای رسم شده درمی‌یابیم که فشار سیستم در هنگام ظاهر شدن هایپرون‌ها کاهش می‌یابد و شیب منحنی‌ها ملایم می‌شود. به عبارت دیگر حضور هایپرون‌ها معادله حالت ماده ستاره نوترونی را نرم می‌کند و این امر در تمام منحنی‌های مربوط به انرژی کل و فشار سیستم برحسب چگالی باریونی به وضوح دیده می‌شود. همان‌طور که قبلاً هم اشاره شد، در نظر گرفتن حجم برای نوکلئون‌ها، معادله حالت را بسیار سخت می‌کند، به طوری که فشار سیستم در چگالی 0.65 fm^{-3} به $4484/80 \text{ MeV} / \text{fm}^3$ می‌رسد و در چگالی 0.35 fm^{-3} شرط علیت نقض می‌شود.

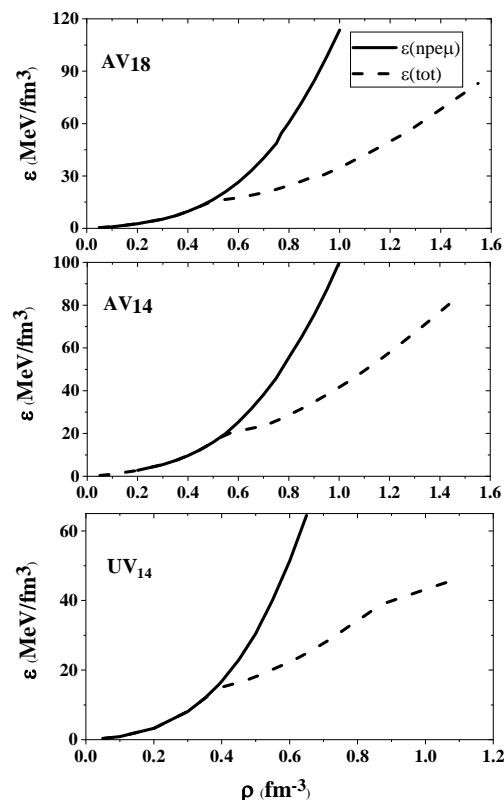


شکل 4. منحنی فشار کل برحسب چگالی باریونی کل برای ماده $npe\mu$ و برای ماده $\Sigma^-\Lambda$ $npe\mu$ با در نظر گرفتن پتانسیل‌های $AV_{18}+TNI$ و $AV_{18}+TNI(VE)$. نمودارهای کوچک موجود در این شکل، تابعیت فشار نسبت به چگالی باریونی کل را برای ماده $\Sigma^-\Lambda$ $npe\mu$ نشان می‌دهند.

حضور هایپرون‌ها، فشار سیستم را در حدود همین چگالی به کمتر از $100 \text{ MeV} / \text{fm}^3$ می‌رساند که نشان از نرم شدن شدید معادله حالت است. این در حالی است که در نظر گرفتن فقط تأثیر TNI با فرض وجود

AV_{18} ، AV_{14} و UV_{14} در شکل 3 نمایش داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، قبل از حضور هایپرون‌ها، چگالی انرژی ماده $npe\mu$ به سرعت با افزایش چگالی باریونی افزایش می‌یابد که این روند افزایشی در مورد $AV_{18}+TNI(VE)$ ، به شدت محسوس بوده و بیانگر سخت بودن ذاتی معادله حالت است.

اما با ظاهر شدن هایپرون‌ها در سیستم، شیب منحنی چگالی انرژی برحسب چگالی باریونی کاهش یافته که منجر به نرم شدن معادله حالت ماده ستاره نوترونی می‌شود. این اختلاف بین دو نمودار با افزایش چگالی انرژی بیشتر شده و این نتیجه ما را به مقادیر مختلف برای فشار سیستم رهنمون می‌سازد.



شکل 3. همانند شکل 2 فقط برای پتانسیل‌های AV_{18} ، AV_{14} و UV_{14}

در شکل 4، نمودار فشار ماده نوترونی برحسب چگالی باریونی کل برای پتانسیل‌های $AV_{18}+TNI$ و

به‌گونه‌ای که مقدار آن قبل از نقض شرط علیت به $2/37 M_{\odot}$ می‌رسد. در نمودار پایینی شکل 5، ناحیه‌ای که در آن شرط علیت نقض شده با خطوط نقطه چین سیاه رنگ مشخص است که بعد از حضور هایپرون‌ها، ستاره نوترونی در یک ناحیه (خطوط نقطه چین قرمز رنگ) دستخوش ناپایداری می‌شود و دوباره به پایداری می‌رسد که نشان از وجود خانواده سوم ستاره‌های فشرده می‌باشد. مقدار جرم بیشینه در شاخه پایدار دوم به $1/5 M_{\odot}$ می‌رسد که نسبت به حالتی که فقط تأثیر TNI وارد می‌شود، به مقدار تجربی نزدیک‌تر می‌شود. نتایج عددی مربوط به بیشینه جرم ستاره نوترونی و شعاع متناظرشان با حضور و عدم حضور هایپرون‌ها در جدول 2 گزارش شده است.

جدول 2. بیشینه جرم ستاره نوترونی و شعاع متناظر با استفاده از پتانسیل‌های مختلف.

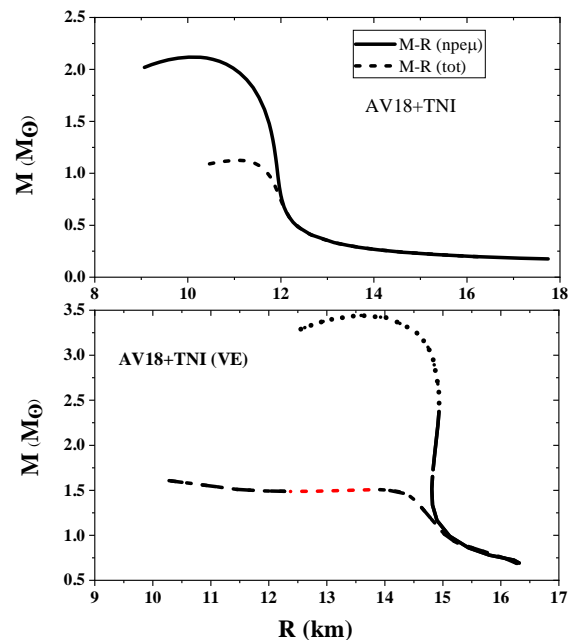
| پتانسیل | جرم بیشینه (M_{\odot}) | شعاع (km) |
|----------------------------|----------------------------|-----------|
| $AV_{18} + TNI$ [25] | 2/11 | 10,40 |
| $AV_{18} + TNI (tot)$ | 1/12 | 11,05 |
| $AV_{18} + TNI (VE)$ | 2/37 | 14,93 |
| $AV_{18} + TNI (VE) (tot)$ | 1/5 | 11,47 |

نتیجه‌گیری

در این مقاله، با در نظر گرفتن تأثیر دو عامل برهم‌کنش سه‌جسمی و حجم برای نوکلئون‌ها و با استفاده از رویکرد LOCv و پتانسیل AV_{18} معادله حالت ماده ستاره نوترونی را با فرض حضور هایپرون‌ها در هسته ستاره نوترونی به دست آوردیم. بررسی رابطه جرم-شعاع با استفاده از این معادله حالت بدون حضور هایپرون‌ها نشان داد که جرم بیشینه به $2/37 M_{\odot}$

هایپرون‌ها، فشار سیستم ستاره نوترونی را نسبت به حالتی که شعاع هم برای نوکلئون‌ها در نظر گرفته می‌شود، بسیار پایین‌تر می‌آورد.

در شکل 5، نمودار جرم-شعاع ستاره‌های نوترونی برای دو معادله حالت با پتانسیل‌های $AV_{18} + TNI$ و $AV_{18} + TNI (VE)$ با وجود هایپرون‌ها و بدون آنها رسم شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود بیشینه جرم ستاره نوترونی با استفاده از پتانسیل $AV_{18} + TNI$ و با ماده $npe\mu$ به $2/11 M_{\odot}$ [25] می‌رسد که با مقدار تجربی ارائه شده برای این پارامتر، $2.01_{-0.04}^{+0.04} \leq M_{TOV} / M_{\odot} \leq 2.16_{-0.15}^{+0.17}$ در توافق کامل است [26].



شکل 5. منحنی جرم-شعاع برای ماده $npe\mu$ و برای ماده $npe\mu \Sigma^{-}$ با پتانسیل‌های $AV_{18} + TNI$ و $AV_{18} + TNI (VE)$. در صورتی که با استفاده از همین معادله حالت برای ماده $npe\mu \Sigma^{-}$ جرم بیشینه به $1/12 M_{\odot}$ کاهش می‌یابد که با مقدار تجربی ارائه شده هم‌خوانی ندارد. از طرفی، بیشینه جرم ستاره نوترونی با وارد کردن تأثیر حجم نوکلئون‌ها هم به این پتانسیل، بسیار افزایش می‌یابد

Physical Review D **101** (2020) 023004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.023004>

[9] Z. Sharifi, M. Bigdeli, and D. Alvarez-Castillo, Studying VLOCV twin compact stars with binary mergers, *Physical Review D* **103** (2021) 103011.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.103011>

[10] I. Vidana, A. Polls, A. Ramos, Hyperon-hyperon interactions and properties of neutron star matter, *Physical Review C* **62** (2000) 035801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.035801>

[11] I. Vidana, D. Logoteta, C. Providencia, A. Poll, I. Bombaci, An analytic parametrization of the hyperonic matter equation of state, arXiv:1004.3958 (2010).
<https://arxiv.org/abs/1004.3958>

[12] V.A. Ambartsumyan, G.S. Saakyan, The degenerate superdense gas of elementary particles, *Soviet Astronomy* **4** (1960) 187.

[13] H. Dapo, B.J. Schaefer, J. Wambach, Appearance of hyperons in neutron stars, *Physical Review C* **81** (2010) 035803.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.035803>

[14] M. Shahrbafe, H.R. Moshfegh, Appearance of hyperons in neutron stars within LOCV method, *Annals of Physics* **402** (2019) 66.
<https://doi.org/10.1016/j.aop.2019.01.008>

[15] P. Yue, F. Yang, H. Shen, Properties of hyperonic matter in strong magnetic fields, *Physical Review C* **79** (2009) 025803.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.025803>

[16] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks, R. Schiavilla, Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking, *Physical Review C* **51** (1995) 38.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.51.38>

[17] I.E. Lagaris, V.R. Pandharipande, Variational calculations of realistic models of nuclear matter, *Nuclear Physics A* **359** (1981) 349.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90241-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90241-4)

[18] J.W. Clark, N.-C. Chao, Effect of attractive nuclear forces on the onset of ferromagnetism in neutron star matter, *Lettere al Nuovo Cimento* **2** (1969) 185-188.

[19] J.C. Owen, R.F. Bishop, J.M. Irvine, A variational approach to nuclear matter with realistic potentials, *Nuclear Physics A* **277** (1977)

می‌رسد که حاکی از سخت شدن معادله حالت تحت تأثیر حجم نوکلئون‌ها است. با حضور هایپرون‌ها، معادله حالت نرم‌تر شده و جرم بیشینه به $1/5 M_{\odot}$ می‌رسد. نکته قابل توجه این است که بعد از حضور هایپرون‌ها، ستاره نوترونی در یک ناحیه دچار ناپایداری شده و دوباره به پایداری می‌رسد که حاکی از وجود ستاره‌های نوترونی دوقلو می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] J.E. Christian, A. Zacchi, J. Schaffner-Bielich, Signals in the tidal deformability for phase transitions in compact stars with constraints from GW170817, *Physical Review D* **99** (2019) 023009.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.023009>

[2] B. Kämpfer, On the possibility of stable quark and pion-condensed stars, *Journal of Physics A: Mathematical and General* **14** (1981) L471.
<https://doi.org/10.1088/0305-4470/14/11/009>

[3] N.K. Glendenning, C. Kettner, Possible third family of compact stars more dense than neutron stars, *Astronomy and Astrophysics* **353** (2000) L9.

[4] J. Schaffner-Bielich, M. Hanauske, H. Stoecker, W. Greiner, Phase transition to hyperon matter in neutron stars, *Physical Review Letters* **89** (2002) 171101.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.171101>

[5] J. Zdunik, P. Haensel, Maximum mass of neutron stars and strange neutron-star cores, *Astronomy and Astrophysics* **551** (2013) A61.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220697>

[6] M.G. Alford, G.F. Burgio, S. Han, G. Taranto, D. Zappala, Constraining and applying a generic high-density equation of state, *Physical Review D* **92** (2015) 083002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083002>

[7] J.-E. Christian, A. Zacchi, and J. Schaffner-Bielich, Classifications of twin star solutions for a constant speed of sound parameterized equation of state, *European Physical Journal A* **54** (2018) 28.
<https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12472-y>

[8] S. Khanmohamadi, H.R. Moshfegh, S.A. Tehrani, Hybrid star within the framework of a lowest-order constraint variational method,

45. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90261-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90261-5)

[20] M. Bigdeli, Ferromagnetic and antiferromagnetic spin-ordering stabilities of asymmetric nuclear matter: Lowest-order constrained variational method, *Physical Review C* **82** (2010) 054312. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.054312>

[21] G.H. Bordbar, M. Modarres, Lowest order constrained variational calculation for asymmetrical nuclear matter with the new Argonne potential, *Physical Review C* **57** (1998) 714. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.57.714>

[22] G.F. Burgio, M. Baldo, O.E. Nicotra, H.J. Schulze, A microscopic equation of state for protoneutron stars, *Astrophysics and Space Science* **308** (2007) 387-394. <https://doi.org/10.1007/s10509-007-9360-8>

[23] R.C. Tolman, Static solutions of Einstein's field equations for spheres of fluid, *Physical Review* **55** (1939) 364. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.364>

[24] J. Oppenheimer, G. Volkoff, On massive neutron cores, *Physical Review* **55** (1939) 374. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.374>

[25] Z.A. Aghbolaghi, M. Bigdeli, Argonne family potentials and neutron star matter equation of state, *The European Physical Journal Plus* **134** (2019) 430. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2019-12843-3>

[26] L. Rezzolla, E.R. Most, Elias, R. Weih Lukas, Using gravitational-wave observations and quasi-universal relations to constrain the maximum mass of neutron stars, *The Astrophysical Journal Letters* **852** (2018) L25. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaa401>