

УСЛОВИЯ ПОЯВЛЕНИЯ ГИПЕРОНОВ В МАТЕРИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

А. И. Насакин^{1,2}, *Д. Е. Ланской*^{2,*}, *С. А. Михеев*^{1,2},
Т. Ю. Третьякова^{1,2,**}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Проблема описания нейтронных звезд с массой больше двух солнечных тесно связана с возникновением гиперонов при плотностях, в несколько раз превышающих нормальную ядерную (так называемая «hyperon puzzle»). В приближении сил Скимра рассчитаны характеристики материи нейтронных звезд до момента появления гиперонов. Рассмотрена зависимость значения плотности, при которой появляются Λ - и Ξ -гипероны, от характеристик нуклон-нуклонных и гиперонных взаимодействий.

The problem of describing neutron stars with masses greater than two solar masses is closely related to the emergence of hyperons at densities several times higher than normal nuclear ones (the so-called “hyperon puzzle”). In the Skyrme force approximation, the characteristics of neutron stars matter before the appearance of hyperons were calculated. The dependence of the density value at which Λ and Ξ hyperons appear on the characteristics of nucleon–nucleon and hyperon interactions is considered.

PACS: 21.65.+f; 26.60.+c

ВВЕДЕНИЕ

Вскоре после открытия гиперонов в 1950-е гг. стало понятно, что материя нейтронных звезд (НЗ) может включать в свой состав не только нуклоны и лептоны, но и гипероны [1, 2]. При увеличении плотности по мере движения к центру НЗ химический потенциал нейтрона становится настолько большим, что появление гиперонов способно уменьшить энергию системы, несмотря на то, что гипероны тяжелее. Со времен классической работы Глендинга [3] такое представление стало более или менее общепринятым. Поставленный в заголовке работы [3] вопрос «являются ли НЗ гигантскими гиперядрами?» и положительный ответ

* E-mail: lanskoy@sinp.msu.ru

** E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

на него позволили осознать тесную связь между теорией НЗ и физикой гиперядер.

Различными авторами исследовалась возможность появления в НЗ не только Λ -, Σ - и Ξ -гиперонов, но и, например, пионных, каонных конденсатов, Δ -изобар, дибарионов (например, [3–6]). Следует подчеркнуть, что любая частица возникает в материи НЗ тогда и только тогда, когда это уменьшает энергию системы. Следовательно, всякая новая степень свободы может только смягчать уравнение состояния материи НЗ.

На протяжении долгого времени все измеренные массы НЗ были примерно равны $1,4M_{\odot}$. Однако в последние два десятилетия оказалось, что массы некоторых НЗ достигают по крайней мере $2M_{\odot}$ [5]. Это приводит к проблеме, известной как гиперонная загадка (hyperon puzzle) и являющейся сейчас одной из самых актуальных и самых сложных в данной области. Уравнения состояния материи НЗ, состоящей только из нуклонов и лептонов, часто позволяют получить максимальную массу НЗ, превышающую $2M_{\odot}$. Однако появление гиперонов настолько существенно смягчает уравнение состояния, что это значение в большинстве моделей уже не достигается. Таким образом, наблюдение тяжелых НЗ вступило в противоречие с типичными моделями, используемыми для вычисления уравнения состояния.

Был предложен ряд способов решения гиперонной загадки (краткий обзор см., например, [7]). Общей проблемой для всех этих способов является необходимость модельного задания не только нуклонных, но и гиперонных взаимодействий, в том числе на малых расстояниях. Данные о таких взаимодействиях весьма скудны.

В большинстве работ, выполненных в XX в., Σ -гипероны возникали в НЗ наряду с Λ -гиперонами в большом количестве. Во многих работах Σ^- -гипероны появлялись в материи НЗ даже раньше (при меньших плотностях), чем более легкие Λ -гипероны (например, [3]). Причина этого в следующем: Λ -гиперон возникает вместо нейтрона, $nn \rightarrow \Lambda n$, а Σ^- -гиперон — в процессе $nn \rightarrow \Sigma^- p$. В материи, состоящей большей частью из нейтронов, химический потенциал протона сравнительно мал, за счет чего получается дополнительный выигрыш в энергии. Это относится именно к отрицательно заряженным гиперонам, Σ^0 - и Σ^+ -гипероны возникали значительно позже.

После эксперимента, выполненного в КЕК [8], общепринятым стало представление о том, что взаимодействие Σ -гиперонов с нуклонами носит характер отталкивания. Кроме того, это взаимодействие имеет сильную изоспиновую зависимость, причем отталкивание между Σ^- -гиперонами и нейтронами усилено. В результате Σ -гипероны либо вообще перестали появляться в моделях материи НЗ, либо возникали лишь при больших плотностях в малых количествах и не играли существенной роли.

Казалось бы, это должно было привести к более жестким уравнениям состояния и, возможно, решить гиперонную загадку. Однако, как было показано в [9], эффект исключения Σ -гиперонов невелик. В их отсут-

ствие важную роль начинают играть Ξ^- -гипероны несмотря на большую массу. Выгода от возникновения отрицательно заряженного бариона такова, что в отсутствие Σ -гиперонов Ξ^- -гипероны появляются гораздо раньше и в больших количествах. В результате уравнение состояния становится лишь немного более жестким, а максимальная масса НЗ лишь немного увеличивается по сравнению с картиной с притягивающимися к нуклонам Σ -гиперонами. В то же время Ξ^0 -гипероны не играют, по-видимому, существенной роли в материи НЗ.

В последнее время для решения гиперонной загадки конструировались такие модели взаимодействия Λ -гиперонов с нуклонами, в рамках которых Λ -гипероны вовсе или почти не возникают в материи НЗ [10–13]. Мы обращаем внимание на то, что отсутствие Λ -гиперонов в материи НЗ не означает, что материя состоит только из нуклонов и лептонов. В такой ситуации можно ожидать дальнейшего усиления роли Ξ^- -гиперонов (а возможно, и Δ^- -барионов и K^- -мезонов). Существенно ли при этом увеличится масса НЗ — вопрос для дальнейшего исследования.

В данной работе мы не предлагаем новых решений гиперонной загадки. Вместо этого мы изучаем зависимость плотности, при которой в материи НЗ появляются Λ - и Ξ^- -гипероны, от свойств гиперонных и нуклонных взаимодействий и пытаемся установить, какие из факторов, недостаточно хорошо известных сегодня, оказывают на возможность появления гиперонов наибольшее влияние.

Главным источником информации о гиперонных взаимодействиях в ядерных системах являются данные о гиперядрах. Сегодня на количественном уровне установлен потенциал Λ -ядерного взаимодействия из энергий связи Λ -гиперядер [14]. Данные о взаимодействиях Ξ -гиперонов с ядрами и Λ -гиперонов между собой [15, 16] очень скудны, а о $\Xi\Xi$ - и $\Xi\Lambda$ -взаимодействиях — почти отсутствуют*. Однако даже более важным является тот факт, что обычные ядерные и гиперядерные данные дают информацию о взаимодействиях лишь при плотностях порядка ядерной, в то время как в материи НЗ гипероны возникают при плотностях, в несколько раз больших. В таких условиях даже физика нуклонной материи сталкивается с значительными неопределенностями (например, известно, что энергия симметрии нестранной ядерной материи может вести себя качественно различно в различных моделях [18]).

Вероятно, наиболее распространенным подходом в теории материи НЗ является релятивистская теория среднего поля [3, 5, 19], содержащая сравнительно небольшое число свободных параметров и позволяющая при наличии информации о Λ -ядерном и Ξ -ядерном взаимодействии опи-

* Отметим недавний эксперимент на Большом адронном коллайдере [17], в котором измерялись корреляции Ξ - и Λ -гиперонов, рожденных в pp -столкновениях. Однако получить количественную информацию о $\Xi\Lambda$ -взаимодействии на данном этапе не удалось.

сать модельным образом также взаимодействие гиперонов между собой. Известен ряд попыток решить гиперонную загадку в рамках такого подхода, например, [20–22]. Мы применяем нерелятивистский подход, основанный на потенциалах Скирма, который также неоднократно использовался в таких задачах [23–27]. Поскольку гипероны появляются в большинстве моделей при плотностях $2-3\rho_0$ ($\rho_0 \approx 0,16 \text{ фм}^{-3}$ — плотность насыщения симметричной нестранной ядерной материи), релятивистские эффекты для нашего рассмотрения еще не очень существенны. При таких плотностях гиперонов еще сравнительно мало, поэтому взаимодействием гиперонов между собой можно пренебречь. С другой стороны, возможность независимого выбора ΛN - и ΞN -потенциалов, основанных на гиперядерных данных, удобна для наших целей. Кроме того, потенциалы Скирма содержат зависимость от плотности нуклонов, очень важную в данной задаче, в явном виде.

ПОДХОД

Наш теоретический подход описан в работе [27], в которой мы ограничились рассмотрением лишь Λ -гиперонов. Потенциал взаимодействия гиперона с нуклоном (как для Λ -, так Ξ -гиперона) записывается в следующем виде:

$$V_{YN}(\mathbf{r}_N, \mathbf{r}_Y) = u_0(1 + y_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} u_1 [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}^2] + \\ + u_2 \mathbf{P}' \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} + \frac{3}{8} u_3 (1 + y_3 P_\sigma) \left[\rho_N \left(\frac{\mathbf{r}_Y + \mathbf{r}_N}{2} \right) \right]^\gamma \delta(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_N - \mathbf{r}_Y$, $Y = \Lambda, \Xi^-$ — тип гиперона, оператор $\mathbf{P} = (1/2i)(\nabla_1 - \nabla_2)$ действует на левые обкладки, комплексно сопряженный к нему \mathbf{P}' — на правые, P_σ — оператор спинового обмена; ρ_N — нуклонная плотность, а u_i, y_i ($i = 0, \dots, 3$), γ — параметры взаимодействия. В литературе известны наборы этих параметров, полученных из анализа спектров Λ -гиперядер, а также имеющихся данных об энергиях Ξ -гиперядер. Перечень использованных параметризаций приведен ниже.

Мы не рассматриваем здесь возможную зависимость ΞN -сил от изоспина. Заметим, что в некоторых теоретических моделях [28] такая зависимость имеет необычный характер: притяжение в состоянии ΞN с изоспином 1 сильнее, чем в состоянии с изоспином 0. Если это так, это может способствовать более раннему появлению Ξ^- -гиперонов в материи НЗ.

Уравнение состояния материи НЗ, состоящей только из нуклонов и лептонов, определяется потенциалом нуклон-нуклонного взаимодействия и условиями химического равновесия:

$$\mu_n = \mu_p + \sqrt{m_e^2 + k_{Fe}^2}, \quad (2)$$

$$\sqrt{m_c^2 + k_{F_c}^2} = \sqrt{m_\mu^2 + k_{F_\mu}^2}, \quad (3)$$

где μ_i — химический потенциал частицы i ; k_{F_l} — фермиевский импульс лептона $l, l = e, \mu$. При плотностях, при которых гипероны еще не появились, выполняются неравенства:

$$D_\Lambda < m_\Lambda - m_n - \mu_n, \quad (4)$$

$$D_\Xi < m_\Xi + m_p + \mu_p - 2m_n - 2\mu_n. \quad (5)$$

Здесь D_Y ($Y = \Lambda, \Xi$) — энергия связи гиперона Y в нестранной ядерной материи, т. е. химический потенциал гиперона с обратным знаком при нулевой плотности гиперонов. Обозначим правые части неравенств

$$D_\Lambda^{\text{cr}} = m_\Lambda - m_n - \mu_n, \quad (6)$$

$$D_\Xi^{\text{cr}} = m_\Xi + m_p + \mu_p - 2m_n - 2\mu_n. \quad (7)$$

В точке появления гиперонов неравенства (4) и (5) превращаются в равенства

$$D_\Lambda = D_\Lambda^{\text{cr}}, \quad (8)$$

$$D_\Xi = D_\Xi^{\text{cr}}. \quad (9)$$

Здесь химические потенциалы нуклонов и энергии связи гиперонов в материи по-прежнему вычисляются при нулевой плотности гиперонов. При увеличении плотности и появлении гиперонов условия химического равновесия продолжают выполняться, но D_Y в формулах (8) и (9) необходимо заменить на $-\mu_Y$, а в химические потенциалы нуклонов станет давать вклад гиперон-нуклонное взаимодействие.

Отметим, что химические потенциалы барионов мы определяем здесь как нерелятивистские величины, не включающие энергии покоя.

Величина $D_\Lambda \approx 30$ МэВ при $\rho_N \approx \rho_0$ хорошо установлена из гиперядерных данных [14]. Имеющиеся данные для Ξ -гиперонов указывают, что $D_\Xi \approx 14$ МэВ, также, разумеется, при $\rho_N \approx \rho_0$ [15, 16]. Поведение D_Y при увеличении плотности может быть весьма различным.

Важно, что величины D_Y^{cr} определяются исключительно NN -взаимодействием, в то время как D_Y — гиперон-нуклонным.

Далее мы решаем уравнения (8) и (9) для различных сочетаний NN - и YN -взаимодействий и определяем точки (плотности) возникновения гиперонов. Здесь необходимо сделать две оговорки.

Во-первых, условия (8) и (9), строго говоря, справедливы только для гиперона, появляющегося первым (при меньшей плотности). Если, например, это Λ -гиперон, то в уравнение (9) вместо D_Ξ будет входить уже химический потенциал Ξ^- -гиперона в материи, содержащей некоторую фракцию Λ -гиперонов. Этот химический потенциал будет определяться не только ΞN^- , но и $\Xi \Lambda$ -взаимодействием (а опосредованно также и ΛN^- , и $\Lambda \Lambda$ -взаимодействием через размер фракции Λ -гиперонов). Считая, что точки появления Λ^- и Ξ^- -гиперонов не очень сильно разнесены друг

с другом, мы игнорируем это обстоятельство, всегда вычисляя D_Y в нестранной ядерной материи.

Вторая оговорка связана с тем, что для нелокальных YN -потенциалов D_Y зависит от протонных и нейтронных плотностей по отдельности, а не только от суммарной нуклонной плотности. Выражение для D_Y , записанное в работе [29] для симметричной материи, модифицируется следующим образом:

$$D_Y = -u_0 \left(1 + \frac{y_0}{2}\right) \rho_N - \frac{3}{5} \left(1 - \frac{m_Y^*}{m_Y}\right) \frac{\hbar^2}{2m_Y^*} \times \\ \times (3\pi^2)^{2/3} \frac{\rho_p^{5/3} + \rho_n^{5/3}}{\rho_N} - \frac{3}{8} u_3 \left(1 + \frac{y_3}{2}\right) \rho_N^{1+\gamma}, \quad (10)$$

где $\rho_{n(p)}$ — плотность нейтронов (протонов); m_Y^* — эффективная масса гиперона:

$$\frac{\hbar^2}{2m_Y^*} = \frac{\hbar^2}{2m_Y} + \frac{1}{4}(u_1 + u_2)\rho_N.$$

Это означает, что D_Y все же зависит от выбора нуклон-нуклонного взаимодействия, определяющего величину фракций протонов и нейтронов в зависимости от плотности. Мы (до некоторой степени произвольно) вычисляем D_Y для состава нуклонной материи, даваемого нуклон-нуклонным потенциалом SkI3. Для Λ -гиперонов соответствующая неопределенность невелика [30]. Что касается ΞN -взаимодействия, то оно обычно считается в высокой степени локальным. В рамках моделей одномезонного обмена ΞN -потенциала из-за отсутствия мезонов с двойной странностью отсутствует и майорановский потенциал [31]. Во всяком случае, известные на сегодня скирмовские ΞN -потенциалы локальны, так что проблема не встает вовсе.

Условие появления Λ -гиперонов (8) для ограниченного количества наборов параметров потенциалов уже изучалось нами в работах [27, 30]. В данной работе мы не только увеличиваем количество различных взаимодействий, но и впервые рассматриваем условие (9) появления Ξ^- -гиперонов.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве нуклон-нуклонного потенциала мы используем ряд наборов скирмовских параметризаций, рекомендованных в работах [23, 24]. Для ΛN -потенциала также имеется довольно большое число наборов параметров, хорошо описывающих спектры Λ -гиперядер в широкой области A , часть из них используется в наших расчетах: YMR [28], YBZ1-6 [32], SkSH1 и SkSH2 [33], LYI [34], SLL4 и SLL4' [35] и HPL2 [36].

Для скирмовского ΞN -взаимодействия в последние годы был получен ряд наборов параметров, удовлетворяющих имеющимся данным. Мы используем взаимодействия SL3s и SL3p из работы [37], а также 10 наборов параметров из табл.1 работы [38], обозначая их как GZSaN (для $\gamma = 1$ в формуле (1)) и GZSbN (для $\gamma = 1/6$). В этих обозначениях вместо N подставляется значение a_2 из упомянутой таблицы. Например, GZSa40 обозначает набор параметров с $\gamma = 1$ и $a_2 = 40$ МэВ \cdot фм $^{-3}$.

На рис.1 показаны величины D_Y и D_Y^{cr} как функции нуклонной плотности для некоторых наборов параметров потенциалов. Точка пере-

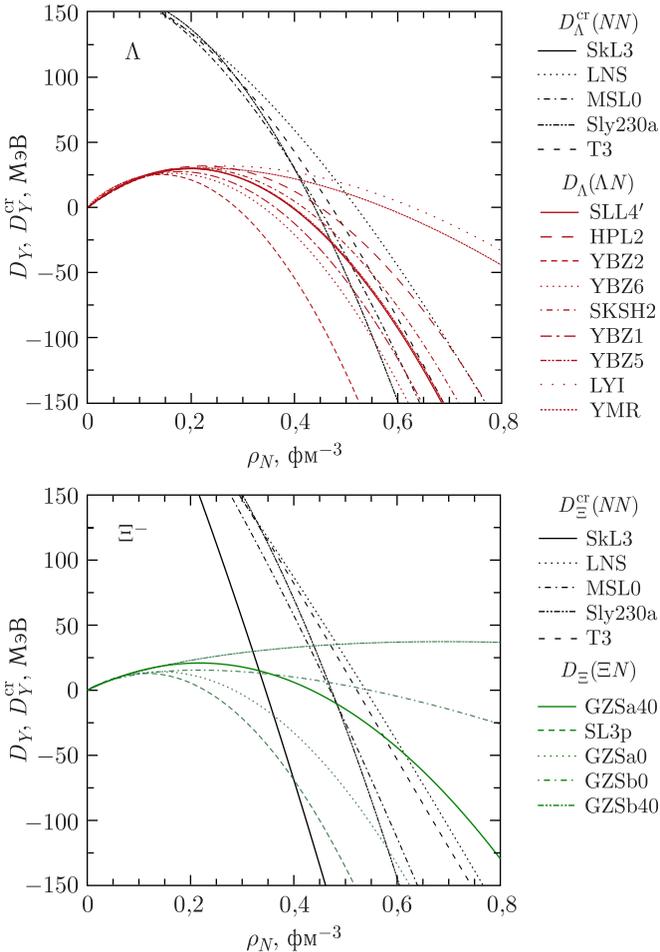


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Величины D_Y (цветные линии) и D_Y^{cr} (черные линии) как функции нуклонной плотности для Λ - и Ξ^- -гиперонов (сверху и снизу соответственно)

сечения этих кривых соответствует плотности, при которой появляется соответствующий тип гиперонов для данного выбора потенциалов.

Видно, что D_Y ведет себя существенно по-разному для различных потенциалов гиперон-нуклонного взаимодействия, хотя все кривые удовлетворяют требованиям $D_\Lambda \approx 30$ МэВ и $D_\Xi \approx 14$ МэВ. Форма зависимости определяется прежде всего слагаемым скирмовского потенциала, зависящим от плотности. В работе [27] мы показали, что с точки зрения перспектив решения гиперонной загадки, во-первых, предпочтительнее гиперон-нуклонные силы, пропорциональные первой степени нуклонной плотности, во-вторых, форма с зависимостью от плотности работает лучше, чем тройные YNN -силы. В этом случае кривые для D_Y быстрее убывают с увеличением плотности, что препятствует раннему появлению гиперонов и, следовательно, чрезмерному смягчению уравнения состояния. В данной работе все гиперон-нуклонные потенциалы используются только в форме зависимости от плотности.

Из рис. 1 видно, что точки появления гиперонов могут варьироваться в весьма широких пределах. Причины этого не только в поведении D_Y , но и в различиях D_Y^{cr} для разных нуклон-нуклонных взаимодействий — по существу, различиях поведения химических потенциалов нуклонов в нестранной материи. Более того, рис. 1 демонстрирует разнообразие возможных сценариев появления гиперонов. Наиболее типичным является такой, при котором вначале появляются Λ -гипероны, а при несколько большей плотности — Ξ^- -гипероны. Однако, например, если выбрать для NN -, ΛN - и ΞN -потенциалов наборы параметров SkI3, YBZ2 и GZSa0 соответственно, порядок меняется на обратный, и Ξ^- -гипероны появляются несколько раньше. Насколько нам известно, такой сценарий не встречался до сих пор в литературе. Мы не беремся утверждать, что он соответствует действительности, однако показываем, что он, строго говоря, не противоречит имеющейся информации о гиперонных взаимодействиях.

В ряде случаев Λ -гипероны не появляются вовсе (пересечение соответствующих кривых на рис. 1 отсутствует). Ранее мы отмечали [27] такой сценарий для взаимодействия YBZ2, включающего особенно сильную зависимость от плотности. Из рис. 1 видно, что и для других ΛN -потенциалов при соответствующем выборе NN -потенциала Λ -гипероны могут не появиться. Это не мешает (а, скорее всего, способствует) появлению Ξ^- -гиперонов. Напомним, что в нашем подходе ΛN - и ΞN -взаимодействия выбираются совершенно независимо друг от друга, что делает такую возможность особенно явной.

Подобная ситуация встречалась в работе [39], где в одном из вариантов модели возникали сначала Δ^- -изобары, затем Ξ^- -гипероны, а Λ -гипероны не появлялись вовсе.

Наконец, можно выбрать взаимодействия таким образом, что не появляются Ξ^- -гипероны — в отличие от Λ -гиперонов или вместе с ними.

Последняя возможность реализуется, например, для комплекта взаимодействий MSLO (NN), YBZ2 (ΛN), SL3p (ΞN).

В данный момент нет оснований предпочесть один из показанных сценариев. Для такого выбора необходимо гораздо более глубокое понимание гиперонных (и нуклонных) взаимодействий. Мы хотим здесь подчеркнуть, что для решения гиперонной загадки недостаточно показать, что в материи НЗ не появляются Λ -гипероны. Роль агента, смягчающего уравнение состояния, в отсутствие Λ -гиперонов могут выполнить Ξ -гипероны.

Точки пересечения кривых на рис. 1 определяются сложным сочетанием свойств нуклонных и гиперонных взаимодействий. Интересно определить количественную характеристику гиперон-нуклонного взаимодействия, наиболее сильно связанную со значением плотности в точке появления гиперонов.

В работе [29] была введена сжимающая способность гиперон-нуклонного взаимодействия — величина, характеризующая способность гиперона поляризовать (сжимать или расширять) нуклонный остов гиперядра. Она была определена как

$$K_{\Lambda} = 3\rho_N \frac{dD_{\Lambda}(\rho_N)}{d\rho_N}. \quad (11)$$

Для гиперядер естественным выбором было $\rho_N = \rho_0$. Для скирмовского гиперон-нуклонного потенциала и бесконечной симметричной ядерной материи было получено следующее выражение:

$$K_Y = 3D_Y - \frac{6}{5} \left(1 - \frac{m_Y^*}{m_Y} \right) \frac{\hbar^2}{2m_Y^*} \left(\frac{3\pi^2}{2} \rho_N \right)^{2/3} - \frac{9}{8} \gamma u_3 \left(1 + \frac{y_3}{2} \right) \rho_N^{1+\gamma}. \quad (12)$$

Мы обнаружили, что сжимающая способность YN -взаимодействия сильно коррелирует с плотностью, при которой появляются гипероны в материи НЗ. Однако плотность, при которой вычисляется K_Y , следует выбрать в районе точек появления. С некоторой степенью произвола мы вычисляем $K_Y(3\rho_0)$. Зависимость плотности, при которой появляются гипероны, от $K_Y(3\rho_0)$ показана на рис. 2. Каждая кривая здесь соответствует определенному нуклон-нуклонному потенциалу, каждая точка на оси абсцисс — гиперон-нуклонному. Рис. 2 представляет результаты наших расчетов более полно, чем иллюстративный рис. 1. Кроме того, все D_Y здесь вычислялись для реального химического состава нестранной материи без приближений.

Видно, что зависимости плотности появления от K_Y практически монотонны — чем больше по алгебраической величине сжимающая способность, тем раньше появляются гипероны. Также видно, что для больших по модулю отрицательных значений K_Y гипероны появляются

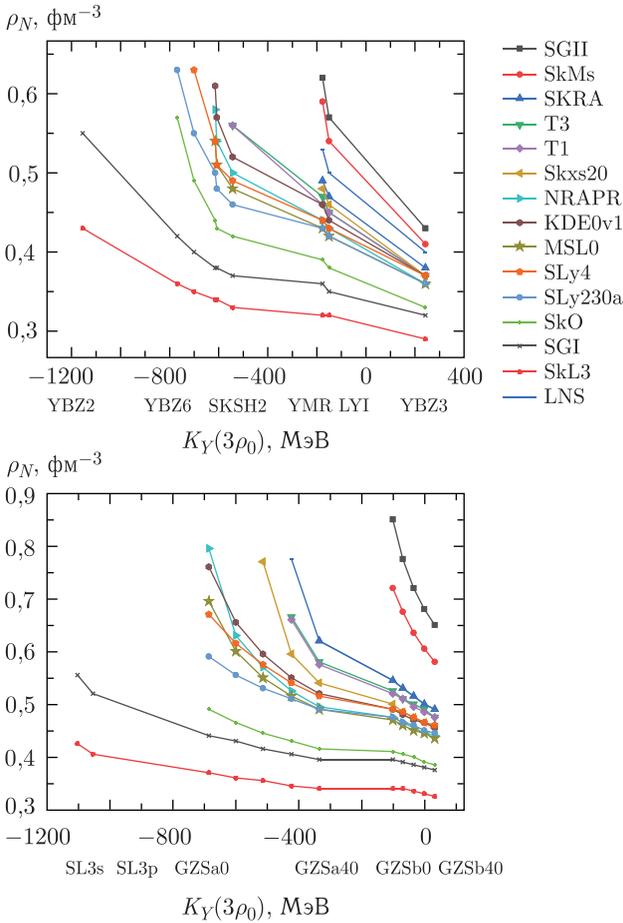


Рис. 2. Плотности нестранной материи НЗ, при которых появляются Λ - и Ξ^- -гипероны (сверху и снизу соответственно), как функции сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия. NN -потенциалы указаны справа в порядке, соответствующем порядку кривых. Некоторые YN -потенциалы указаны в нижней части графиков

лишь для некоторых нуклон-нуклонных взаимодействий, и, наоборот, для положительных и близких к нулю значений K_Y появление гиперонов неизбежно. Такие наблюдения дают количественный ориентир для выбора гиперон-нуклонного потенциала, соответствующего тому или иному сценарию.

В то же время плотность появления гиперонов не менее сильно зависит от свойств нуклон-нуклонного взаимодействия. Обычно для харак-

теристики свойств нуклонной материи ключевыми считаются такие величины, как энергия симметрии, ее производные, несжимаемость и т. п. Нам не удалось установить столь же явной корреляции точек появления с известными характеристиками уравнения состояния ядерной материи. Поиск таких корреляций и, следовательно, величин, определяющих появление гиперонов в секторе нуклон-нуклонных взаимодействий, остается открытым вопросом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали факторы, определяющие появление гиперонов в материи нейтронных звезд, в рамках подхода с нуклон-нуклонными и гиперон-нуклонными потенциалами Скирма, впервые включив в такое рассмотрение не только Λ -, но и Ξ^- -гипероны. Показано, что, кроме традиционного (появляются сначала Λ -гипероны, затем, при большей плотности, Ξ^- -гипероны), возможны и другие, более экзотические, сценарии, что необходимо учитывать при рассмотрении гиперонной загадки. Показано, что наиболее важной характеристикой гиперон-нуклонного взаимодействия для определения плотности появления гиперонов является его сжимающая способность. Наш анализ может быть в дальнейшем обобщен и на случай других частиц, например, Δ -изобар.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00077.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С. О вырожденном сверхплотном газе элементарных частиц // Астрон. журн. 1960. Т. 37. С. 193–209; Ambartsumyan V. A., Saakyan G. S. The Degenerate Superdense Gas of Elementary Particles // Sov. Astron. 1960. V. 4. P. 187–201.
2. Cameron A. G. W. Neutron Star Models // Astrophys. J. 1959. V. 130. P. 884–894.
3. Glendenning N. K. Neutron Stars Are Giant Hypernuclei? // Astrophys. J. 1985. V. 293. P. 470–493.
4. Tatsumi T. Kaon Condensation and Neutron Stars // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1995. V. 120. P. 111–133.
5. Sedrakian A., Li J. J., Weber F. Heavy Baryons in Compact Stars // Prog. Part. Nucl. Phys. 2023. V. 131. 104041.
6. Vidaña I., Bashkanov M., Watts D. P., Pastore A. The $d^*(2380)$ in Neutron Stars — A New Degree of Freedom? // Phys. Lett. B. 2018. V. 781. P. 112–116.
7. Vidaña I. Neutron Stars and the Hyperon Puzzle // Eur. Phys. J. Web Conf. 2022. V. 271. 09001.
8. Saha P. K. et al. Σ -Nucleus Potential Studied with the (π^-, K^+) Reaction on Medium-to-Heavy Nuclear Targets // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. 044613.
9. Glendenning N. K. Uncertainty of Hyperon Couplings and the Electrochemical Potential in Neutron Star Matter // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. 025801.

10. *Gerstung D., Kaiser N., Weise W.* Hyperon–Nucleon Three-Body Forces and Strangeness in Neutron Stars // *Eur. Phys. J. A.* 2020. V. 56. 175.
11. *Fridman E., Gal A.* Λ Hypernuclear Potentials beyond Linear Density Dependence // *Nucl. Phys. A.* 2023. V. 1039. 122725.
12. *Jinno A., Murase K., Nara Y., Ohnishi A.* Repulsive Λ Potentials in Dense Neutron Star Matter and Binding Energy of Λ in Hypernuclei // *Phys. Rev. C.* 2023. V. 108. 065803.
13. *Chorozidou A., Gaitanos T.* Momentum Dependence of In-Medium Potentials: A Solution to the Hyperon Puzzle in Neutron Stars // *Phys. Rev. C.* 2024. V. 109. L032801.
14. *Gal A., Hungerford E. V., Millener D. J.* Strangeness in Nuclear Physics // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. 035004.
15. *Hiyama E., Nakazawa K.* Structure of $S = -2$ Hypernuclei and Hyperon–Hyperon Interactions // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2018. V. 68. P. 131–159.
16. *Nakazawa K.* Experimental Aspect of $S = -2$ Hypernuclei / Eds.: I. Tanihata, H. Toki, T. Kajino. *Handbook of Nucl. Phys.* Springer, 2022. 33. P. 1–60.
17. *ALICE Collab.* First Measurement of the $\Lambda - \Xi$ Interaction in Proton–Proton Collisions at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2023. V. 844. 137223.
18. *Baldo M., Burgio G. F.* The Nuclear Symmetry Energy // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2016. V. 91. P. 203–258.
19. *Sun B., Bhattiprolu S., Lattimer J. M.* Compiled Properties of Nucleonic Matter and Nuclear and Neutron Star Models from Nonrelativistic and Relativistic Interactions // *Phys. Rev. C.* 2024. V. 109. 055801.
20. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Making a Soft Relativistic Mean-Field Equation of State Stiffer at High Density // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92. 052801.
21. *Fortin M., Avancini S. S., Providência C., Vidaña I.* Hypernuclei and Massive Neutron Stars // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 95. 065803.
22. *Han Rui Fu, Jia Jie Li, Sedrakian A., Weber F.* Massive Relativistic Compact Stars from $SU(3)$ Symmetric Quark Models // *Phys. Lett. B.* 2022. V. 834. 137470.
23. *Rikovska Stone J., Miller J. C., Konciewicz R., Stevenson P. D., Strayer M. R.* Nuclear Matter and Neutron-Star Properties Calculated with the Skyrme Interaction // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68. 034324.
24. *Dutra M., Lourenço O., Sá Martins J. S., Delfino A., Stone J. R., Stevenson P. D.* Skyrme Interaction and Nuclear Matter Constraints // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. 035201.
25. *Mornas L.* Neutron Stars in a Skyrme Model with Hyperons // *Eur. Phys. J. A.* 2005. V. 24. P. 293–312.
26. *Lim Y., Hyun Ch. H., Kwak K., Lee Ch. H.* Hyperon Puzzle of Neutron Stars with Skyrme Force Models // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2015. V. 24. 1550100.
27. *Mikheev S., Lanskoj D., Nasakin A., Tretyakova T.* Hyperonic Interactions in Neutron Stars // *Particles.* 2023. V. 6. P. 847–863.
28. *Yamatoto Y., Motoba T., Rijken T. A.* G-Matrix Approach to Hyperon–Nucleus Systems // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 2010. V. 185. P. 72–105.
29. *Ланской Д. Е., Третьякова Т. Ю.* Поляризация остова гиперядра: модельное описание // *ЯФ.* 1989. Т. 49. С. 401–407;

- Lanskoj D. E., Tretyakova T. Yu.* Hypernucleus Core Polarization: Model Description // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1989. V. 49, No. 2. P. 248–252.
30. *Имашева Л. Т., Ланской Д. Е., Третьякова Т. Ю.* Материя нейтронных звезд и барионные взаимодействия // *ЯФ.* 2019. Т. 82. С. 356–361;
Imasheva L. T., Lanskoj D. E., Tretyakova T. Yu. Neutron Star Matter and Baryonic Interactions // *Phys. At. Nucl.* 2019. V. 82, No. 4. P. 402–407.
31. *Yamamoto Y.* $S = -2$ Nuclear Phenomena and ΞN Interaction // *Mesons and Light Nuclei '95. Few-Body Syst. Suppl.* 1995. V. 9. P. 145–149.
32. *Yamamoto Y., Bandō H., Zofka J.* On the Λ -Hypernuclear Single Particle Energies // *Prog. Theor. Phys.* 1988. V. 80, No. 5. P. 757–761.
33. *Fernandez F., Lopez-Arias T., Prieto C.* Skyrme–Hartree–Fock Calculation of Λ -Hypernuclear States from (π^+, K^+) Reactions // *Z. Phys. A: At. Nucl.* 1989. V. 334. P. 349–354.
34. *Lanskoj D. E., Yamamoto Y.* Skyrme–Hartree–Fock Treatment of Λ - and $\Lambda\Lambda$ -Hypernuclei with G-Matrix Motivated Interactions // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55. P. 2330–2339.
35. *Schulze H.-J., Hiyama E.* Skyrme Force for Light and Heavy Hypernuclei // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 90, No. 1–2. 047301.
36. *Guleria N., Dhiman S. K., Shyam R.* A Study of Λ Hypernuclei within the Skyrme–Hartree–Fock Model // *Nucl. Phys. A.* 2012. 886. P. 71–91.
37. *Sun T. T., Hiyama E., Sagawa H., Schulze H.-J., Meng J.* Mean-Field Approaches for Ξ^- -Hypernuclei and Current Experimental Data // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94. 064319.
38. *Guo Jing, Zhou Xian-Rong, Schulze H.-J.* Skyrme Force for All Known Ξ^- -Hypernuclei // *Phys. Rev. C.* 2021. V. 104. L061307.
39. *Kolomeitsev E. E., Maslov K. A., Voskresensky D. N.* Delta Isobars in Relativistic Mean-Field Models with σ -Scaled Hadron Masses and Couplings // *Nucl. Phys. A.* 2017. V. 961. P. 106–141.