

## Корреляции характеристик нейтронных звезд со свойствами нуклонных и гиперонных взаимодействий

А.И. Насакин,<sup>1,2,\*</sup> Д.Е. Ланской,<sup>1</sup> С.А. Михеев,<sup>1,2</sup> А.М. Потокин,<sup>1</sup> Т.Ю. Третьякова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 27.11.2025; после доработки 03.02.2026; подписана в печать 09.02.2026)

Появление гиперонов при плотностях, в несколько раз превышающих ядерную плотность, в центральной области массивных нейтронных звезд оказывает существенное влияние на их характеристики. В работе с использованием различных параметризаций сил Скирма рассчитаны уравнения состояния материи нейтронных звезд и проведен анализ возможных корреляций между наблюдаемыми характеристиками нейтронных звезд и свойствами нуклонных и гиперонных взаимодействий. Наиболее сильное влияние на значение плотности материи в точке появления  $\Lambda$ -гиперонов и, как следствие, на характеристики нейтронных звезд оказывает сжимающая способность  $\Lambda N$ -взаимодействия — величина, введенная ранее в физике гиперядер и характеризующая способность  $\Lambda$ -гиперона модифицировать нуклонный остов гиперядра. Связь между астрофизическими величинами и свойствами нуклонного взаимодействия при появлении гиперонов ослабевает, но в большинстве случаев сохраняется. Определяющими для максимальной массы нейтронной звезды являются несжимаемость ядерной материи, величины, отражающие поведение энергии симметрии при больших плотностях, а также сжимающая способность гиперонного взаимодействия.

PACS: 26.60.+c, 13.75.Ev, 21.80.+a УДК: 539.1

Ключевые слова: нейтронные звезды, барионная материя, гиперонные взаимодействия.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2620201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2620201)

### ВВЕДЕНИЕ

Уравнение состояния ядерной материи является одним из фундаментальных соотношений в различных областях физики, включая ядерную физику низких энергий, релятивистскую физику тяжелых ионов и ядерную астрофизику. Характер уравнения состояния определяется свойствами барионных взаимодействий.

Наиболее полная информация о нуклон-нуклонных взаимодействиях получена на основе экспериментальных данных о структуре и динамике атомных ядер. Как следствие, эти данные описывают свойства изоспиново-симметричной (или с небольшой асимметрией) ядерной материи, состоящей из протонов и нейтронов при нулевой температуре при плотности насыщения  $n_0 \sim 0.16 \text{ фм}^{-3}$ .

Важным источником информации о ядерной материи с существенным нейтронным избытком являются нейтронные звезды (НЗ) — компактные объекты, в которых значения плотности могут в несколько раз превосходить плотность ядерной материи  $n_0$ . Описание уравнения состояния материи НЗ сталкивается с большими неопределенностями: до сих

пор остается открытым вопрос о составе материи НЗ при высоких плотностях. В данных условиях, помимо нуклонов, вероятно появление гиперонов, также возможен фазовый переход к кварк-глюонной материи. Хотя появление гиперонов в материи НЗ при  $n > 2n_0$  выглядит естественным сценарием, соответствующие модели сталкиваются с проблемой смягчения уравнения состояния при появлении новых частиц и, как следствие, с существенным уменьшением максимальной массы НЗ, что приводит к результатам, не согласующимся с астрофизическими наблюдениями (hyperon puzzle). Данная проблема пока далека от разрешения. Требуется более глубокое изучение взаимосвязи между характеристиками нейтронных звезд и свойствами как нуклонных, так и гиперонных взаимодействий при высоких плотностях в условиях значительной асимметрии по изоспину.

Бурный рост астрофизической информации позволяет накладывать все более жесткие ограничения на выбор барионных взаимодействий. Характеристики НЗ, полученные из наблюдений одиночных массивных объектов и двойных систем, а также из анализа сигнала гравитационных волн от событий слияния НЗ крайне важны для исследования материи при экстремально высоких плотностях.

Наиболее точные данные по массам нейтронных звезд получены из наблюдений двойных систем, при этом погрешность измерений часто не

\* E-mail: [anasakin@mail.ru](mailto:anasakin@mail.ru)

превышает 1%. Основная часть измеренных масс лежит в диапазоне  $1.3\text{--}1.5 M_{\odot}$ , где  $M_{\odot}$  — масса Солнца, однако имеются данные о существовании НЗ с массами, превышающими  $2M_{\odot}$ , например PSR J0952–0607 с массой  $M = 2.35 \pm 0.17 M_{\odot}$  [1], MSP J0740+6620 с массой  $M = 2.14 \pm 0.10 M_{\odot}$  [2], PSR J0348+0432 с массой  $M = 2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$  [3]. Вопрос о максимальной массе нейтронной звезды имеет принципиальное значение, и недавно в работе [4] была предпринята попытка оценить ее значение на основе статистического анализа масс ста тридцати шести НЗ. Полученное значение  $M_{max} = 2.25_{-0.07}^{+0.08} M_{\odot}$  согласуется с оценкой, сделанной в анализе гравитационного сигнала от слияния двух нейтронных звезд GW170817:  $M_{max} = 2.16_{-0.15}^{+0.17} M_{\odot}$  [5].

Данные о радиусах НЗ получены преимущественно из анализа рентгеновского излучения объектов и в силу больших неопределенностей весьма противоречивы [6, 7]. Большинство значений лежит в диапазоне  $10.4\text{--}12.9$  км, однако также наблюдались звезды с радиусом около 9 км [8–10]. Особый интерес представляют данные о массе и радиусе одного и того же объекта. На данный момент наиболее точные данные такого типа получены телескопом NICER для НЗ PSR J0030+0451 [11]:  $M = 1.34_{-0.16}^{+0.15} M_{\odot}$  и  $R = 12.71_{-1.19}^{+1.14}$  км и PSR J0740+6620 [12]:  $M = 2.072_{-0.066}^{+0.067} M_{\odot}$  и  $R = 12.39_{-0.98}^{+1.30}$  км. Другие данные включают уникальный объект HESS J1731–3437 с малой массой  $M = 0.77_{-0.17}^{+0.20} M_{\odot}$  и  $R = 10.4_{-0.78}^{+0.86}$  км [13], а также новые данные, полученные из анализа гамма-всплесков, возникающих при слиянии двух НЗ: для звезды с массой  $1.4 M_{\odot}$  радиус составляет  $R_{1.4} = 12.48_{-0.40}^{+0.41}$  км [14].

Еще одной характеристикой, значение которой может быть получено из астрофизических наблюдений, является приливная деформируемость, характеризующая отклик НЗ на внешнее гравитационное воздействие. Приливная деформируемость связана с массой, радиусом и уравнением состояния, поэтому полученные ограничения на ее значение важны для изучения структуры нейтронных звезд. На данный момент известно одно однозначное событие слияния двух НЗ, GW170817, в рамках его анализа получено значение  $\Lambda = 300_{-230}^{+420}$  [15]. Некоторые ограничения также были получены в анализе событий GW190814 ( $\Lambda_{1.4} = 616_{-158}^{+273}$ ) [16] и GW190425 ( $\Lambda_{1.4} \leq 650$ ) [17] в предположении, что в данных событиях участвовала хотя бы одна нейтронная звезда, хотя неоднозначность определения типов сливающихся объектов ставит под вопрос использование этих данных для анализа уравнения состояния. Помимо гравитационных волн, слияние компактных объектов приводит к осцилляциям в коротких гамма-всплесках. Недавно из анализа событий GRB 910711 и 931101B были получены значения  $\Lambda_{1.12} = 686_{-138}^{+173}$  для НЗ массой  $M = 1.12_{-0.05}^{+0.07} M_{\odot}$  и  $\Lambda_{1.16} = 530_{-87}^{+138}$  для НЗ массой  $M = 1.16_{-0.06}^{+0.07} M_{\odot}$  [14]. Однако эти данные также обладают некоторой

степенью неопределенности ввиду сложности идентификации природы анализируемых излучений. Более подробный обзор характеристик НЗ можно найти в работах [18–20].

Уравнение состояния материи НЗ предоставляет возможность изучения ядерной материи и свойств барионных взаимодействий в экстремальных условиях, недостижимых в эксперименте. При столь высоких плотностях система может быть чувствительна к некоторым особенностям взаимодействий, не проявляющимся при  $n_0$ . Это актуально для  $NN$ -сил и, поскольку при плотностях  $n > n_0$  в материи нейтронных звезд появляются гипероны, еще более важно для гиперонных взаимодействий. В первую очередь могут появиться, как наиболее легкие,  $\Lambda$ -гипероны, также обсуждалось появление  $\Sigma$ - и  $\Xi$ -гиперонов.

Основным источником информации о гиперонных взаимодействиях являются данные о гиперядрах. Относительно большое количество экспериментальной информации о структуре  $\Lambda$ -гиперядер позволяет установить на количественном уровне потенциал  $\Lambda$ -ядерного взаимодействия и определить энергию связи  $\Lambda$ -гиперона в ядерной материи  $D_{\Lambda} = 28\text{--}30$  МэВ. Появление данных [21] по взаимодействию  $\Sigma^{-}$ -гиперонов с атомными ядрами, указывающих на отталкивающий характер  $\Sigma$ -ядерного потенциала, поставило под сомнение наличие  $\Sigma$ -гиперонов в НЗ [19, 22–25]. В данной ситуации становится выгодным появление  $\Xi^{-}$ -гиперонов уже при не слишком больших плотностях. Экспериментальные данные по системам с двойной странностью ограничены буквально штучными событиями, что тем не менее позволяет сделать оценки для  $\Xi$ -ядерного взаимодействия и  $\Lambda\Lambda$ -сил. По  $\Xi\Lambda$ - и  $\Xi\Xi$ -взаимодействию данные, позволяющие сделать какие-либо количественные оценки, в настоящее время отсутствуют. Важно еще раз отметить, гиперядерные данные также получены при плотностях  $n \sim n_0$ .

Взаимосвязь между свойствами ядерной материи и характеристиками НЗ в рамках тех или иных модельных представлений рассмотрена во многих работах. Мы ставим задачу количественного анализа корреляций между характеристиками барионной материи и результатами расчета масс, радиусов и приливных деформируемостей НЗ. Ранее мы рассмотрели подобную задачу для материи, состоящей из протонов, нейтронов, электронов и мюонов [26]. В настоящей работе мы вводим в состав материи  $\Lambda$ -гипероны, для которых наиболее наиболее полно известны свойства взаимодействия.

## 1. МОДЕЛЬ

Для расчетов характеристик НЗ мы используем модель, основанную на взаимодействии Скирма. Данный нерелятивистский самосогласованный подход успешно применяется для описания структуры атомных ядер и гиперядер, а также неоднократно использовался для расчета характеристик

НЗ [27–32]. Существенными преимуществами метода является гибкость подхода и большое количество параметризаций. Параметры взаимодействий подобраны под экспериментальные данные и, как правило, хорошо описывают данные для ядер и гиперядер, но могут приводить к совершенно различным результатам при описании материи НЗ.

### 1.1. Потенциалы Скирма

Мы используем потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия для барионной материи в форме сил Скирма [33] с учетом многочастичных эффектов в форме сил, зависящих от плотности:

$$V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2] + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \left[ n_N \left( \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (1)$$

где оператор  $\mathbf{k} = (2i)^{-1}(\nabla_1 - \nabla_2)$  действует на правые обкладки,  $\mathbf{k}'$  — комплексно-сопряженный к  $\mathbf{k}$  оператор, действующий на левые обкладки,  $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2)$ ,  $\boldsymbol{\sigma}_i$  — матрицы Паули,  $n_N$  — плотность нуклонов, а  $t_i, x_i (i = 0, \dots, 3)$  и  $\alpha$  — параметры взаимодействия.

Формально потенциал Скирма представляет собой силы нулевого радиуса. Это создает значительные удобства при работе с обменными (фоковскими) членами, возникающими вследствие антисимметризации волновой функции системы нуклонов. Однако члены, зависящие от импульса, позволяют эффективно учесть конечный радиус взаимодействия [33]. Отметим, что члены с  $t_0, t_1$  и  $t_3$  соответствуют взаимодействию нуклонов в S-состоянии относительного движения, член с  $t_2$  — в P-состоянии. Предполагается, что импульсы нуклонов в ядерной системе относительно невелики, и более высокими орбитальными моментами можно пренебречь.

На данный момент существует несколько сотен вариантов параметризаций NN-взаимодействия, подогнанных под свойства конечных атомных ядер и ядерной материи в точке насыщения [34, 35]. Однако взаимодействия, в одинаковой степени хорошо описывающие свойства атомных ядер, могут приводить к существенно различным результатам в области больших плотностей.

Потенциалы гиперон-нуклонного и гиперон-гиперонного взаимодействий записываются в аналогичной форме [36, 37]:

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_N, \mathbf{r}_\Lambda) = u_0(1 + y_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) + \frac{1}{2} u_1 [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) + \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \mathbf{k}^2] + u_2 \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \mathbf{k} + \frac{3}{8} u_3(1 + y_3 P_\sigma) \left[ n_N \left( \frac{\mathbf{r}_\Lambda + \mathbf{r}_N}{2} \right) \right]^\gamma \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N), \quad (2)$$

$$V_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \lambda_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} \lambda_1 [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2]. \quad (3)$$

Параметры  $\Lambda N$ -потенциала  $u_i (i = 0, \dots, 3)$ ,  $y_0, y_3, \gamma$  также являются феноменологическими коэффициентами, определяемые из подгонки спектров конечных гиперядер. На данный момент имеется достаточно экспериментальной информации по структуре  $\Lambda$ -гиперядер, позволяющей количественно описать потенциал  $\Lambda N$ -взаимодействия. Характеристики  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия извлекаются из крайне скудных экспериментальных данных по  $\Lambda\Lambda$ -гиперядрам [37, 38], что объясняет упрощенный вид потенциала. Следует также отметить, что данные об основных состояниях  $\Lambda\Lambda$ -гиперядер дают информацию только об S-волновом взаимодействии. Ранее мы рассматривали вопрос о влиянии члена  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, зависящего от нуклонной плотности [39]. Существенных различий по сравнению с потенциалом (3) обнаружено не было. В то же время требует исследования роль P-волнового  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия [40], однако возможности такого исследования сильно ограничены полным отсутствием эмпирической информации.

В общем виде потенциалы Скирма включают также спин-орбитальные члены, но, поскольку они не дают вклада в уравнение состояния однородной неполяризованной материи, в данной работе они не рассматриваются.

Плотность энергии  $\varepsilon(r)$  с учетом вклада  $\Lambda$ -гиперонов в приближении Хартри–Фока можно получить [33, 36, 37] на основе выражения для полной энергии:

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \int \varepsilon dV = \int (\varepsilon_{NN} + \varepsilon_{\Lambda N} + \varepsilon_{\Lambda\Lambda}) dV, \quad (4)$$

где  $H = T + U$  — гамильтониан взаимодействия, содержащий кинетическую и потенциальную части,  $\varepsilon$  — плотность энергии барионов, включающая вклад взаимодействия барионов и их кинетическую энергию, причем  $\varepsilon_{NN}$  включает в себя энергию нуклон-нуклонного взаимодействия и кинетическую энергию нуклонов,  $\varepsilon_{\Lambda N}$  — энергию гиперон-нуклонного взаимодействия, а  $\varepsilon_{\Lambda\Lambda}$  — энергию гиперон-гиперонного взаимодействия и кинетическую энергию гиперонов. Выражения для различных вкладов в плотность энергии приведены в приложении А.

### 1.2. Равновесная бесконечная нейтральная материя

В настоящей работе мы рассматриваем холодную бесконечную материю, состоящую из нуклонов, мюонов, электронов и  $\Lambda$ -гиперонов, в состоянии химического равновесия, определяемого следующей

системой соотношений:

$$\begin{cases} \mu_p + \mu_e = \mu_n \\ \mu_e \leq \mu_\mu \\ \mu_n \leq \mu_\Lambda, \end{cases} \quad (5)$$

где химические потенциалы барионов рассчитываются как

$$\mu_i = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_i} + m_i, \quad (6)$$

а химические потенциалы лептонов

$$\mu_e = \sqrt{m_e^2 + (3\pi Y_e n)^{2/3}}, \quad (7)$$

$$\mu_\mu = \sqrt{m_\mu^2 + (3\pi Y_\mu n)^{2/3}}, \quad (8)$$

где  $n = n_p + n_n + n_\Lambda$  — барионная плотность, а  $Y_i = n_i/n$  ( $i = p, n, e, \mu, \Lambda$ ) — заселенности составляющих ее частиц. Заселенности барионов и лептонов связаны следующими соотношениями:

$$Y_p + Y_n + Y_\Lambda \equiv 1, \quad (9)$$

$$Y_e + Y_\mu = Y_p. \quad (10)$$

При малых плотностях материя НЗ состоит преимущественно из нейтронов с небольшой примесью электронов и протонов, причем  $Y_p = Y_e$  в силу электрической нейтральности материи. Неравенства в системе (5) при этом выполняются строго. При увеличении плотности становится энергетически выгодным появление мюонов. Соответствующим сигналом является обращение при некоторой плотности неравенства  $\mu_e \leq \mu_\mu$  в равенство  $\mu_e = \mu_\mu$  при  $Y_\mu = 0$ . При дальнейшем росте плотности это равенство выполняется уже при определенном  $Y_\mu \neq 0$ . Наконец, обращение при  $Y_\Lambda = 0$  в равенство последнего неравенства в системе (5) служит сигналом появления  $\Lambda$ -гиперонов.

Такая модель, которая также может включать и другие типы частиц, является наиболее распространенной в физике нейтронных звезд. Решение системы (5) относительно заселенностей при фиксированной плотности удобно начать с низких плотностей, при которых  $Y_\Lambda = 0$  и  $Y_\mu = 0$  и неравенства в (5) выполняются строго. Тогда система сводится к одному уравнению с одной неизвестной:

$$\mu_p(Y_e) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_e), \quad (11)$$

которое следует решать при все больших плотностях, пока первое неравенство не обратится в равенство, что будет означать, что в материи появляются мюоны. Пока выполняется условие  $Y_\Lambda = 0$ ,  $Y_\mu > 0$ , система сводится к двум уравнениям с двумя неизвестными:

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p) \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e) = \mu_e(Y_e), \end{cases} \quad (12)$$

которую следует решать до той плотности, при которой в материи появятся  $\Lambda$ -гипероны. При больших плотностях, когда  $Y_\Lambda > 0$ ,  $Y_\mu > 0$ , имеем три

уравнения с тремя неизвестными  $Y_e, Y_p, Y_\Lambda$ :

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p, Y_\Lambda) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p, Y_\Lambda) \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e) = \mu_e(Y_e) \\ \mu_n(Y_p, Y_\Lambda) = \mu_\Lambda(Y_p, Y_\Lambda). \end{cases} \quad (13)$$

Определив таким образом состав материи для различных значений плотности, можно рассчитать значения плотности энергии в зависимости от барионной плотности:

$$\varepsilon(n) = \varepsilon(n, Y_p(n), Y_\Lambda(n), Y_e(n)). \quad (14)$$

Выражения для энергии на барион и химических потенциалов приведены в приложении А.

Полная плотность энергии, включающая энергии покоя барионов и вклад лептонов, записывается в виде:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon + n_n m_n + n_p m_p + n_\Lambda m_\Lambda + \varepsilon_e(n_e) + \varepsilon_\mu(n_\mu), \quad (15)$$

где  $\varepsilon_e$  и  $\varepsilon_\mu$  — плотности энергии электронов и мюонов, соответственно, выражения для которых приведены в приложении А. Уравнение состояния материи определяется двумя соотношениями для массовой плотности материи и давления:

$$\rho(n) = \frac{\varepsilon_{tot}(n)}{c^2}, \quad p(n) = n^2 \frac{d\varepsilon_{tot}}{dn}.$$

Уравнение состояния материи может быть также записано как зависимость от плотности давления  $p(n)$  или плотности энергии  $\rho(n)$ .

### 1.3. Характеристики ядерной материи

Ряд характеристик симметричной нуклонной материи, состоящей из протонов и нейтронов при  $N = Z$ , такие как энергия на нуклон, плотность и энергия симметрии в точке насыщения, хорошо известны из эксперимента и используются при подгонке параметризаций нуклонных взаимодействий Скирма. При этом связанные с ними характеристики могут сильно различаться и таким образом служить критериями отбора тех или иных параметризаций при описании НЗ.

Большое значение для описания ядерной материи имеет энергия симметрии  $S$  и ее производные  $L, K_{sym}$  как функции нуклонной плотности:

$$S(n) = \frac{1}{8} \frac{\partial^2(\varepsilon/n)}{\partial Y_p^2} \Big|_{N=Z}, \quad (16)$$

$$L(n) = 3n \left( \frac{\partial S}{\partial n} \right), \quad (17)$$

$$K_{sym}(n) = 9n^2 \left( \frac{\partial^2 S}{\partial n^2} \right). \quad (18)$$

Нежесткость ядерной материи определяется как

$$K_{SNM}(n) = 9n^2 \left( \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial n^2} \right) \Big|_{N=Z}. \quad (19)$$

Экспериментальные оценки плотности в центре тяжелых ядер указывают на то, что  $n_0 \approx 0.16 \text{ фм}^{-3}$ . Энергия симметрии в точке насыщения, как показывает систематика энергий связи ядер, удаленных от линии стабильности, лежит в интервале  $J = S(n_0) = 30 - 35 \text{ МэВ}$ . Среди перечисленных характеристик значения  $\varepsilon$ ,  $n_0$  и  $J$  достаточно точно известны из свойств ядер ( $\varepsilon$  и  $J$  входят в формулу Бете–Вайцеккера,  $n_0$  обычно отождествляется с плотностью в центре тяжелого ядра). О второй производной энергии симметрии ( $K_{sym}$ ) информации почти нет. Наконец, значения несжимаемости  $K_\infty = K_{SNM}(n = n_0)$  и производной энергии симметрии  $L(n_0)$  известны не очень точно, однако некоторые ограничения на них установлены.

Источником информации о несжимаемости ядерной материи  $K_\infty$  являются данные об энергиях изоскалярного монополярного резонанса (иначе называемого дыхательной модой) — такого возбуждения ядра, при котором происходят колебания радиуса ядра как целого. Частота (энергия) таких колебаний простейшим образом связана с жесткостью системы, как и для гармонических колебаний в классической физике. Извлечение  $K_\infty$  из таких данных, однако, содержит не вполне однозначную процедуру исключения эффектов конечных размеров ядра. Известны оценки  $K_\infty = 250 - 315 \text{ МэВ}$  [41] и  $K_\infty = 240 \pm 20 \text{ МэВ}$  [42], которые, по крайней мере, указывают наиболее вероятный интервал для  $K_\infty$ .

Изучение поведения энергии симметрии как функции плотности представляет собой весьма актуальную для ядерной физики задачу. Различные скирмовские потенциалы (как и другие модели) дают самое разное поведение  $S(n)$ . Эта функция может быть монотонно растущей, может иметь максимум при некоторой плотности  $n > n_0$  и далее становится отрицательной при больших плотностях. Последнее означало бы, что при таких плотностях система из одних нейтронов (или протонов) имеет меньшую энергию, чем, скажем, система из равного числа нейтронов и протонов. Такой сценарий нельзя считать абсурдным, т.к. существует значительная неопределенность в нашем знании зависимости от изоспина нуклон-нуклонных взаимодействий на малых расстояниях.

В качестве наиболее доступной характеристики поведения  $S(n)$  используют ее производную в точке насыщения  $L(n_0)$ . Известны попытки наложить ограничения на  $L(n_0)$  из данных по распределению плотности протонов и нейтронов в тяжелых ядрах, зависимости удельной энергии связи от изоспиновой асимметрии (в том числе энергиям зеркальных ядер), энергиям изовекторных гигантских резонансов, столкновениям тяжелых ионов [43]. Большое количество измеряемых величин, связанных с  $L(n_0)$ , указывает на важность этой характеристики для различных областей ядерной физики, а то, что результаты нередко не согласуются друг с другом, — на сложность проблемы. В обзоре

[43] на основе анализа различных экспериментальных данных получен интервал значений  $L(n_0) = 70 \pm 20 \text{ МэВ}$ , учет данных по измерению нейтронной шубы в сочетании с астрофизическими данными приводит к изменению данного интервала:  $L(n_0) = 53_{-15}^{+14} \text{ МэВ}$  [44].

#### 1.4. Появление гиперонов

Ранее в работах [31, 45] мы показали, что значение плотности ядерной материи, при которой появляются гипероны, крайне важно при рассмотрении «hyperon puzzle». При достижении данной плотности соответствующее неравенство в системе (5) обратится в уравнение:

$$-\tilde{\mu}_\Lambda = m_\Lambda - m_n - \tilde{\mu}_n, \quad (20)$$

где  $\tilde{\mu}_i = \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_i} \right|_{Y_\Lambda=0} = \mu_i - m_i$  — нерелятивистский химический потенциал в точке появления гиперонов. Левая часть данного уравнения — это энергия связи гиперона в чисто нуклонной материи:

$$D_\Lambda \equiv -\tilde{\mu}_\Lambda. \quad (21)$$

Значение  $D_\Lambda \sim 30 \text{ МэВ}$  при  $n_N = n_0$  на данный момент достаточно надежно установлено на основе данных по гиперядрам [46]. Для реалистических гиперон-нуклонных потенциалов  $D_\Lambda$  достигает максимума при некоторой плотности, а затем убывает и становится отрицательной. Важно отметить, что данная характеристика определяется свойствами гиперонного взаимодействия, в то время как правая часть уравнения (20) зависит от свойств нуклонных сил. Таким образом, вопрос о появлении гиперонов в барионной материи при больших плотностях связан как со свойствами нуклонного, так и гиперонного взаимодействия. Этот вопрос рассмотрен в нашей предыдущей работе [45], в которой показана сильная взаимосвязь между значением плотности материи в точке появления  $\Lambda$ -гиперонов и так называемой сжимающей способностью  $\Lambda N$ -взаимодействия  $K_\Lambda$ . В работе [47] данная характеристика была введена для оценки поляризации (сжатия или расширения) нуклонного остова гиперядра при добавлении  $\Lambda$ -гиперона и определялась, соответственно, при  $n_N = n_0$  и  $N = Z$ . Поскольку гипероны появляются при существенно больших плотностях, естественно рассмотреть эту характеристику, а также ее производную  $Q_\Lambda$ , в зависимости от значения нуклонной плотности:

$$K_\Lambda(n_N) = 3n_N \frac{d\tilde{D}_\Lambda}{dn_N}, \quad (22)$$

$$Q_\Lambda(n_N) = 9n_N^2 \frac{d^2\tilde{D}_\Lambda}{dn_N^2}, \quad (23)$$

где  $\tilde{D}_\Lambda = D_\Lambda|_{Y_p=1/2}$  — энергия связи гиперона в симметричной чисто нуклонной материи. Недав-

но в работе [32] введена характеристика  $L_\Lambda$ , совпадающая с  $K_\Lambda$ , мы сохраняем обозначения, принятые в нашей работе [47].

В данной работе также используются характеристики

$$K_\Lambda^{PNM}(n_N) = 3n_N \frac{dD_\Lambda^{PNM}}{dn_N}, \quad (24)$$

$$Q_\Lambda^{PNM}(n_N) = 9n_N^2 \frac{d^2 D_\Lambda^{PNM}}{dn_N^2}, \quad (25)$$

где  $D_\Lambda^{PNM} = D_\Lambda|_{Y_p=0}$  — энергия связи гиперона в чисто нейтронной материи.

### 1.5. Нейтронные звезды

В расчетах характеристик нейтронных звезд мы следуем подходу, использованному в работах [27, 48]. В работе [27] были проведены расчеты характеристик НЗ, состоящих из материи *прем* без учета гиперонов, с использованием большого числа параметризаций Скирма. Для расчета внешней коры НЗ в диапазоне плотностей от  $n \sim 6.0 \cdot 10^{-12}$  фм $^{-3}$  до  $n \sim 0.1$  фм $^{-3}$  было использовано уравнение состояния Бейма–Петика–Сазерленда [49]. Полученные уравнения состояния (14) используются при решении системы уравнений Толмана–Оппенгеймера–Волкова [50, 51]:

$$\frac{dp(r)}{dr} = -\frac{(\varepsilon_{tot}(r) + p(r))(m(r) + 4\pi r^3 p(r))}{r^2(1 - 2m(r)/r)}, \quad (26)$$

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi \varepsilon_{tot}(r) r^2, \quad (27)$$

где  $p(r)$  — давление на расстоянии  $r$  от центра звезды,  $\varepsilon_{tot}(r)$  — плотность энергии на том же расстоянии,  $m(r)$  — масса, заключенная в сферу радиусом  $r$  с центром в центре звезды. Здесь и далее используется система единиц  $G = c = 1$ .

Решения дифференциальных уравнений первого порядка (26) и (27) содержат одну произвольную константу. Выбор  $m(0) = 0$  в уравнении (27) очевиден. Уравнение (26) решается для различных значений плотности в центре НЗ. Каждое из решений дает определенные значения массы и радиуса НЗ, следовательно, такое семейство решений приводит к зависимости  $M(R)$ , характерной для данного уравнения состояния.

Поскольку используемая в этой работе модель Скирма является нерелятивистской, возможно возникновение ситуации, когда при больших плотностях скорость звука в среде  $v_s = (dp/dn)^{1/2}$  превосходит скорость света. Эта ситуация, очевидно, является нефизической и ограничивает область применения данного подхода. Однако в работе [48] показано, что даже в случае чисто нуклонной материи для самых массивных НЗ плотность в центре звезды не достигает столь большого значения. При этом важно отметить, что включение в модель гиперонов и смягчение уравнения состояния значительно увеличивает плотность, при которой нарушается

причинность, и расширяет границы применимости модели. Расчеты показывают, что при наличии гиперонов скорость звука превышает скорость света при плотностях, более чем в девять раз превышающих плотность насыщения ядерной материи, которые, как правило, не достигаются в нейтронных звездах. Таким образом, учет гиперонов существенно увеличивает диапазон плотностей, в котором может быть применена модель Скирма.

### Приливная деформируемость

Помимо масс и радиусов НЗ, мы рассматриваем также приливную деформируемость нейтронной звезды — величину, характеризующую изменения формы звезды под действием внешних гравитационных сил. В нашей работе, как и в большинстве других, посвященных данному вопросу, рассматриваются только квадрупольные возмущения. Коэффициент приливной деформируемости определяется как коэффициент пропорциональности между внешним приливным полем  $\varepsilon_{ij}$  и квадрупольным моментом самой звезды  $Q_{ij}$  [52, 53]:

$$Q_{ij} = -\lambda \varepsilon_{ij}. \quad (28)$$

Удобнее использовать безразмерный коэффициент:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{M^5}, \quad (29)$$

где  $M$  — масса НЗ. Данный коэффициент может быть выражен через приливное число Лява  $k_2$  и параметр компактности  $C \equiv M/R$  ( $R$  — радиус НЗ), как

$$\Lambda = \frac{2}{3} k_2 C^{-5}. \quad (30)$$

Приливное число Лява для нейтронных звезд вычисляется из следующего выражения [54]:

$$\begin{aligned} k_2 = & \frac{8}{5} C^5 (1 - 2C)^2 [2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \\ & \times \{2C[6 - 3y_R + 3C(5y_R - 8)] \\ & + 4C^3[13 - 11y_R + C(3y_R - 2) + 2C^2(1 + y_R)] \\ & + 3(1 - 2C)^2 [2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \ln(1 - 2C)\}^{-1}, \end{aligned} \quad (31)$$

где величина  $y_R \equiv y(R)$  может быть получена из решения следующего дифференциального уравнения:

$$r \frac{dy(r)}{dr} + y(r)^2 + y(r)F(r) + r^2 Q(r) = 0, \quad (32)$$

где

$$\begin{aligned} F(r) = & \frac{r - 4\pi r^3 [\varepsilon(r) - p(r)]}{r - 2m(r)}, \\ Q(r) = & \frac{4\pi r}{r - 2m(r)} \times \\ & \times \left[ 5\varepsilon(r) + 9p(r) + \frac{\varepsilon(r) + p(r)}{\partial p(r)/\partial \varepsilon(r)} - \frac{6}{4\pi r^2} \right] - \\ & - 4 \left( \frac{m(r) + 4\pi r^3 p(r)}{r^2(1 - 2m(r)/r)} \right)^2. \end{aligned} \quad (33)$$

Для выбранного уравнения состояния  $\varepsilon(p)$  уравнение (32) решается параллельно с уравнениями Толмана–Оппенгеймера–Волкова (26, 27), с граничным условием  $y(0) = 2$  [30, 55].

Из гравитационного сигнала GW170817 ученые из коллаборации LIGO–Virgo извлекли усредненные характеристики наблюдаемой системы нейтронных звезд [15]:

$$M_{chirp} = 1.186_{-0.001}^{+0.001} M_{\odot}, \quad (34)$$

$$\bar{\Lambda} = 70 - 720, \quad (35)$$

где  $M_{chirp}$  и  $\bar{\Lambda}$  — усредненные характеристики системы, которые определяются через индивидуальные характеристики звезд  $m_i$  и  $\Lambda_i$  как

$$M_{chirp} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}, \quad (36)$$

$$\bar{\Lambda} = \frac{16}{13} \frac{(m_1 + 12m_2)m_1^4 \Lambda_1 + (m_2 + 12m_1)m_2^4 \Lambda_2}{(m_1 + m_2)^5}. \quad (37)$$

Из предположения, что одна из участвовавших в слиянии НЗ имела массу  $1.4M_{\odot}$ , были получены следующие ограничения на соответствующее значение  $\Lambda$  [56, 57]:

$$\Lambda_{1.4} = 70 - 580. \quad (38)$$

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

### Выбор параметризаций взаимодействий

Как уже отмечалось, на данный момент существует более трехсот параметризаций Скирма  $NN$ -взаимодействия, достаточно удовлетворительно описывающих свойства атомных ядер. Подробная сводка и анализ параметризаций с точки зрения описания свойств чисто нуклонной ядерной материи, а также рекомендованный набор параметризаций приведены в работе [34]. Детальный анализ параметризаций сил Скирма для нуклонного взаимодействия в применении к расчету характеристик НЗ был выполнен в работе [27]. Авторы продемонстрировали зависимость между поведением энергии симметрии с увеличением плотности и химическим составом материи НЗ: была выделена группа параметризаций сил Скирма, приводящая к существованию чисто нейтронной материи при больших плотностях. Пожалуй, наиболее полная сводка параметризаций сил Скирма на данный момент приведена в работе [35], где также рассчитаны основные характеристики ядерной материи в точке насыщения, некоторые характеристики атомных ядер и характеристики НЗ для чисто нейтронной материи. Подчеркнем, что в этих работах возможность появления гиперонов не рассматривалась. Основываясь на результатах этих работ мы отобрали набор параметризаций нуклон-нуклонных сил, включающий взаимодействия, в основном удовлетворяющие

критериям отбора работ [27, 34], а также параметризации, дающие, согласно работе [35], в случае чисто нейтронной материи массу НЗ около  $2M_{\odot}$ . В качестве  $NN$ -потенциалов мы используем в расчетах параметризации KDE0v1 [58], MSL0 [59], NRAPR [60], Rs [61], SGI и SGII [62], Sk272 [63], SkI3 [64], SkMP [65], SkM\* [66], SkO [67], SKRA [68], Skxs20 [69], SLy230a [48], SLy4 [70], SV-sym32 [71], T1, T3 и T4 [72]. Параметры использованных взаимодействий, а также некоторые характеристики ядерной материи приведены в приложении В.

Для  $\Lambda N$ -потенциала также имеется довольно большое число наборов параметров, хорошо описывающих спектры  $\Lambda$ -гиперядер в широкой области  $A$ , в наших расчетах используются YMR [73], наборы YBZ1, YBZ2, YBZ5, YBZ6 [74], SkSH2 [75], LYI–IV [76], а также SLL4 и SLL4' [77] и HPL2 [78]. Ранее в работе [31] было рассмотрено влияние зависимости  $\Lambda N$ -взаимодействия от нуклонной плотности на уравнение состояния барионной материи и показано, что отсутствие учета многочастичных эффектов приводит к наиболее сильному смягчению уравнения состояния. Соответственно в настоящей работе мы не стали включать в рассмотрение наборы YBZ3 [74] и SkSH1 [75] с  $u_3 = 0$ . Параметры используемых в работе  $\Lambda N$ -взаимодействий приведены в приложении С.

В отношении  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия ранее было отмечено, что из-за недостатка экспериментальной информации в литературе предложено весьма незначительное число параметризаций. Далее мы будем использовать параметризацию S $\Lambda\Lambda$ 3', предложенную в качестве взаимодействия большого радиуса [37] и модифицированную в связи с обновлением данных по двойным гиперядрам [38]. Параметры взаимодействия (см. соотношение (3)):  $\lambda_0 = -156.4 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$  и  $\lambda_1 = 347.2 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^5$ .

Параметры гиперонных взаимодействий подгонялись под экспериментальные спектры  $\Lambda$ -гиперядер с использованием определенных  $NN$ -потенциалов, причем их выбор у разных авторов был различным. Большинство использованных нами  $NN$ -потенциалов никогда не тестировались для описания гиперядер. Однако в нашем подходе  $\Lambda$ -ядерный потенциал определяется в первую очередь плотностью нуклонов, члены  $\Lambda N$ -потенциала, зависящие от импульсов и приводящие к зависимости  $\Lambda$ -ядерного потенциала от плотности кинетической энергии, дают меньший вклад. Поэтому можно предполагать, что описание спектров гиперядер для всех реалистических  $NN$ -потенциалов, при получении которых учитываются по крайней мере данные о ядерных среднеквадратичных радиусах, будет приемлемым. Однако этот вопрос, возможно, требует специального исследования.

Ранее в работе [31] мы рассмотрели зависимости массы и коэффициента приливной деформируемости от радиуса НЗ для различных комбинаций параметризаций  $\Lambda N$ - и  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий в случае нуклонных взаимодействий SkI3 и Sk230a. Расчеты в [31] были выполнены без учета давления лептонов

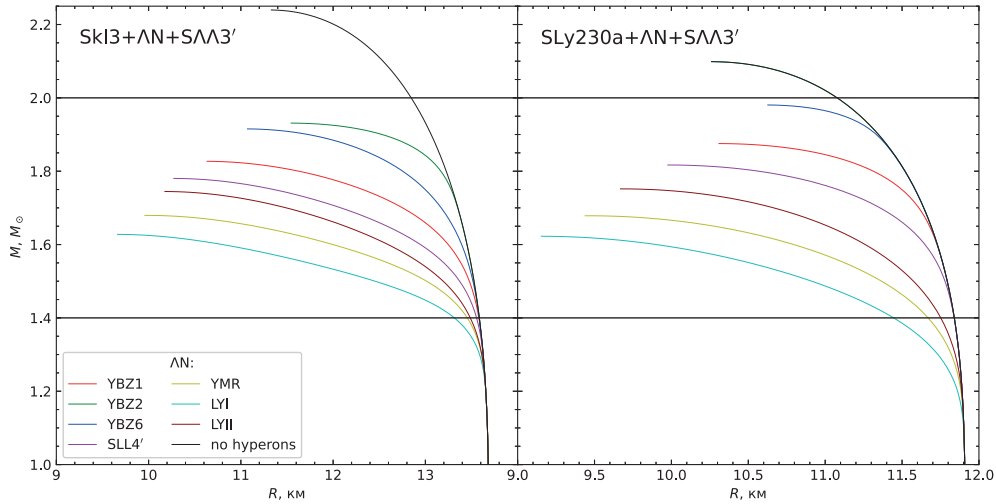


Рис. 1. Зависимость массы нейтронной звезды от ее радиуса для  $NN$ -параметризации SkI3 (слева) и SLy230a (справа). Черная кривая соответствует расчетам для чисто нуклонной материи без учета гиперонов. Горизонтальные линии обозначают массы  $1.4M_{\odot}$  и  $2M_{\odot}$  (детали см. текст)

при описании НЗ. На рис. 1 приведена зависимость  $M(R)$  для различных  $\Lambda N$ -взаимодействий с учетом соответствующего вклада для тех же наборов взаимодействий. В сравнении с расчетом для чисто нуклонной материи появление гиперонов смягчает уравнение состояния и приводит к уменьшению предсказываемой максимальной массы НЗ, однако это уменьшение различно для двух рассмотренных  $NN$ -параметризации. Несмотря на то, что SkI3 для материи без гиперонов предсказывал большую массу, чем SLy230a, с учетом вклада  $\Lambda$ -гиперонов ситуация стала обратной. Это связано с тем, что в комбинациях с SLy230a гипероны появляются при больших плотностях, а значит, присутствуют преимущественно в центральных областях НЗ, что оказывает меньшее влияние на максимальную массу. Для некоторых комбинаций взаимодействий (например, SLy230a+YBZ6+SΛΛ3') максимальная масса НЗ близка к  $2M_{\odot}$ .

Что касается зависимости коэффициента приливной деформируемости  $\Lambda$ , то степень влияния гиперонов также сильно зависит от плотности материи НЗ, при которой они появляются (см. рис. 2). Чем больше эта плотность, тем меньше отличается значение коэффициента для НЗ с массой  $1.4M_{\odot}$  в случае с учетом гиперонов и без, что позволяет комбинациям с SLy230a удовлетворять экспериментальным ограничениям на значение  $\Lambda$ , поскольку расчеты коэффициента  $\Lambda$  в материи без гиперонов для SLy230a находятся в рамках экспериментальных ограничений. И напротив, в случае SkI3 расчеты коэффициента  $\Lambda$  в материи без гиперонов не удовлетворяют ограничениям и, поскольку в данном случае гипероны также появляются уже при достаточно больших значениях плотности, соответствующее значение коэффициента приливной деформи-

руемости меняется незначительно и не может удовлетворять экспериментальным ограничениям.

Таким образом, плотность материи НЗ в точке появления гиперонов является важным параметром, непосредственно влияющим на наблюдаемые характеристики НЗ. Соответственно безусловный интерес представляют свойства  $NN$  и  $\Lambda N$ -взаимодействий, от которых зависит плотность материи в точке появления гиперонов. Ранее в работе [45] мы показали, что сжимающая способность  $\Lambda N$ -взаимодействия  $K_{\Lambda}$  сильно коррелирует с плотностью, при которой появляются гипероны в материи НЗ. При этом значение плотности, при которой вычисляется  $K_{\Lambda}$ , следует выбрать в районе точек появления, например при  $n = 2$  или  $3n_0$ . Зависимость плотности материи НЗ, при которой появляются гипероны, от  $K_{\Lambda}(2n_0)$  показана на рис. 3 слева для различных  $NN$ -потенциалов. Точки, соответствующие одному и тому же  $NN$ -потенциалу, соединены линиями. Плотность появления гиперонов также сильно зависит от свойств  $NN$ -взаимодействия. Однако нам не удалось установить столь же явной корреляции точек появления с известными характеристиками уравнения состояния ядерной материи. Наиболее явную корреляцию с плотностью появления гиперонов, демонстрируют производные энергии симметрии  $L$  и  $K_{sym}$ . На рис. 3 справа приведена зависимость плотности, при которой появляются гипероны, от второй производной энергии симметрии  $K_{sym}(n_0)$  для различных  $\Lambda N$ -потенциалов. Здесь линиями соединены точки, полученные для одного  $\Lambda N$ -потенциала.

Для численной оценки корреляций мы использовали коэффициент Пирсона [79]:  $r_{12} = \lambda_{12}/\sqrt{\lambda_{11}\lambda_{22}}$ ,

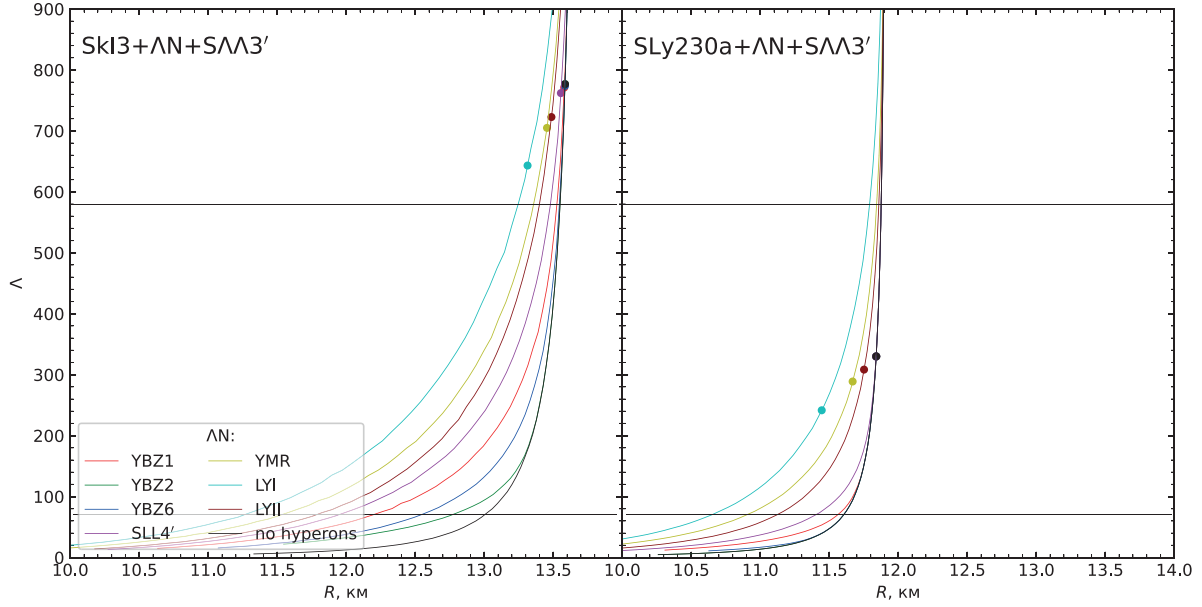


Рис. 2. Зависимость коэффициента приливной деформируемости  $\Lambda$  от ее радиуса нейтронной звезды для  $NN$ -параметризации SkI3 (слева) и SLy230a (справа). Черная кривая соответствует расчетам для чисто нуклонной материи без учета гиперонов. Точки на кривых — значения  $\Lambda$  для НЗ массы  $1.4 M_{\odot}$ . Горизонтальные линии соответствуют экспериментальным ограничениям на величину  $\Lambda_{1.4}$  (38). Детали см. текст

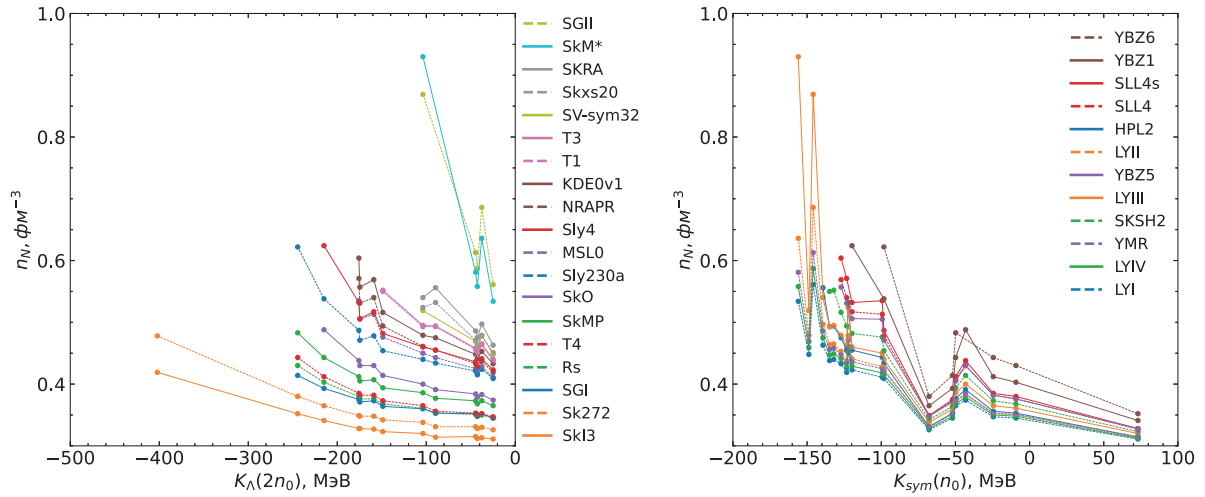


Рис. 3. Плотности, при которых появляются гипероны как функция сжимающей способности  $K_{\Lambda}$   $\Lambda N$ -взаимодействия (слева) и как функция второй производной энергии симметрии  $K_{sym}$  (справа). Слева значения  $K_{\Lambda}$  соответствуют  $\Lambda N$ -взаимодействиям: YBZ2, YBZ6, YBZ1, SLL4', YBZ5, SLL4, SkSH2, LYIII, HPL2, YMR, LYIV, LYII, LYI (в порядке возрастания соответствующие значения  $K_{\Lambda}(2n_0)$  приведены в табл. 7), линиями соединены точки для одного  $NN$ -потенциала, справа — наоборот: линиями соединены точки для одного  $\Lambda N$ -взаимодействия, а значения  $K_{sym}$  соответствуют  $NN$ -потенциалам: SkM\*, SV-sym32, SGII, SKRA, T1, T3, KDE0v1, NRAPR, Skxs20, SLy4, MSL0, SLy230a, Sk272, SGI, SkMP, SkO, T4, Rs, SkI3 (в порядке возрастания значения  $K_{sym}(n_0)$  приведены в табл. 5)

где  $\lambda_{12} = \text{Cov}\{x_1, x_2\}$  — ковариация  $x_1$  и  $x_2$ ,  $\lambda_{11}$  и  $\lambda_{22}$  — дисперсии  $x_1$  и  $x_2$ :

$$\lambda_{12} = \text{Cov}\{x_1, x_2\} = \frac{1}{N} \sum (x_1 - \xi_1)(x_2 - \xi_2),$$

$$\lambda_{11} = \frac{1}{N} \sum (x_1 - \xi_1)^2, \quad \xi_1 = \frac{1}{N} \sum x_1,$$

$$\lambda_{22} = \frac{1}{N} \sum (x_2 - \xi_2)^2, \quad \xi_2 = \frac{1}{N} \sum x_2.$$

Следует отметить, что значения коэффициентов

корреляции сильно зависят от набора выбранных взаимодействий и не могут рассматриваться в качестве точной оценки, к тому же взаимосвязь рассматриваемых величин может носить нелинейный характер, но тем не менее данный подход в последнее время широко используется для выявления зависимостей между свойствами взаимодействий и экспериментальными наблюдаемыми для НЗ [26, 35, 80–82].

Таблица 1. Значения коэффициентов корреляции Пирсона  $r$  между значениями плотности, при которой появляются гипероны, и свойствами  $\Lambda N$ - и  $NN$ -взаимодействий при значениях плотности  $n_0$ ,  $2n_0$  и  $3n_0$

$\Lambda N$ - взаимодействие	$r$	$NN$ - взаимодействие	$r$
$K_\Lambda(n_0)$	-0.85	$S(n_0)$	-0.27
$K_\Lambda(2n_0)$	-0.95	$S(3n_0)$	-0.79
$K_\Lambda(3n_0)$	-0.94	$L(n_0)$	-0.73
$Q_\Lambda(n_0)$	-0.92	$L(3n_0)$	-0.82
$Q_\Lambda(2n_0)$	-0.94	$K_{sym}(n_0)$	-0.84
$Q_\Lambda(3n_0)$	-0.94	$K_{sym}(3n_0)$	-0.72

Значения коэффициентов Пирсона для корреляций плотности, при которой появляются гипероны, с характеристиками взаимодействий приведены в табл. 1. Рассматриваемые характеристики взаимодействий сильно коррелируют с плотностью появления гиперонов, которая, в свою очередь, оказывает существенное влияние на наблюдаемые характеристики НЗ. Наиболее значимой является сжимающая способность  $K_\Lambda$  при высоких плотностях, существенная взаимосвязь также наблюдается и для производных энергии симметрии  $L$  и  $K_{sym}$ . Наиболее слабая корреляция наблюдается для энергии симметрии в точке насыщения  $J = S(n_0)$ . Эта величина хорошо известна из ядерной физики, и разброс ее значений для различных  $NN$ -потенциалов невелик (см. табл. 5 в приложении В). Из этой таблицы также видно, что разброс не связан с различными значениями производных энергии симметрии  $L$  и  $K_{sym}$ , определяющих поведение  $S(n)$  при больших плотностях. Соответственно само значение  $J$  на величину плотности появления гиперонов не влияет.

Рассмотрим теперь корреляции между непосредственно наблюдаемыми характеристиками НЗ и свойствами взаимодействий. В качестве первых выберем максимальную массу НЗ  $M_{max}$ , соответствующую ей радиус  $R(M_{max})$  (обычно он является минимальным) и коэффициент приливной деформируемости  $\Lambda(M_{max})$ , а также радиус  $R_{1.4}$  и коэффициент приливной деформируемости  $\Lambda_{1.4}$  для звезды с  $M = 1.4M_\odot$ . В качестве характеристик  $\Lambda N$ -взаимодействия используются сжимающая способность  $K_\Lambda$  и ее производная  $Q_\Lambda$ , рассчитанные для плотностей  $n_0$ ,  $2n_0$  и  $3n_0$ . Для  $NN$ -взаимодействия наиболее значимыми являются энергия симметрии  $S$ , ее первая  $L$  и вторая  $K_{sym}$  производные при плотностях  $n_0$  и  $3n_0$ . Значения коэффициента Пирсона для  $NN$ -взаимодействий приведены в табл. 2, а для  $\Lambda N$ -взаимодействий — в табл. 3.

В целом значения  $M_{max}$  и  $R(M_{max})$  значительно коррелируют как со сжимающей способностью  $\Lambda N$ -взаимодействия, так и с характеристиками  $NN$ -сил (см рис. 4 и 5), при этом появление в материи НЗ  $\Lambda$ -гиперонов может сильно ослаблять корреляции со свойствами  $NN$ -сил. Например, для корреляций между  $M_{max}$  и производной энергии симметрии  $L$  при плотности  $3n_0$  значение коэффициента Пирсона с введением гиперонов падает с 0.80 до -0.10, т.е. величины перестают коррелировать (см. рис. 5). Также исчезают корреляции  $M_{max}$  и с другими такими характеристиками, как  $K_\infty$ ,  $S(3n_0)$  и  $K_{sym}$ . Для корреляций  $R(M_{max})$  учет появления гиперонов также приводит к уменьшению корреляций, но не в столь значительном масштабе. Это связано с тем, что энергия симметрии и ее производные описывают свойства чисто нуклонной материи, а значит, появление гиперонов в составе нейтронной звезды уменьшает влияние данных характеристик на максимальную массу НЗ и соответствующий ей радиус. В случае чисто нуклонной материи значимые корреляции присутствуют между  $n_0$  и  $m^*/m$  и астрофизическими данными. При добавлении гиперонов для большинства характеристик НЗ они существенно не изменяются за исключением максимальной массы НЗ, где корреляции с  $n_0$  исчезают.

Интересный отклик на добавление  $\Lambda$ -гиперонов наблюдается для  $\Lambda(M_{max})$ : если в случае чисто нуклонной материи можно говорить о значимых корреляциях только в для производных энергии симметрии при плотностях  $2n_0$  или  $3n_0$ , то при добавлении гиперонов корреляции значения коэффициентов корреляции существенно возрастают и меняют знак.

Важно отметить, что корреляции энергии симметрии  $S$  и ее производной  $L$  оказываются значительно сильнее, если вычислять их значение при большей плотности (например, при  $3n_0$ ). В случае с  $K_{sym}$  в половине случаев наблюдается обратная ситуация. Данный эффект объясняется тем, что плотности порядка  $3n_0$  больше соответствуют плотностям внутри НЗ, а  $K_{sym}$  при плотности  $n_0$  как раз и характеризует поведение  $L(n)$  и  $S(n)$  при больших плотностях. Для сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия  $K_\Lambda$  предпочтительной также оказываются большие плотности ( $2n_0$  и  $3n_0$ ), однако ее производная  $Q_\Lambda$  показывает наибольшие коэффициенты корреляции при  $n_0$ .

Что касается свойств НЗ с массой  $1.4M_\odot$ , то с ними немного сильнее коррелируют свойства  $NN$ -взаимодействий, чем  $\Lambda N$ -взаимодействий. Гипероны в таких звездах существуют (если вообще появляются) в основном в центральных областях, что снижает их влияние на наблюдаемые характеристики НЗ, а влияние  $NN$ -взаимодействия соответственно оказывается более значимым. Значения коэффициентов корреляции между  $R_{1.4}$ ,  $\Lambda_{1.4}$  и характеристиками энергии симметрии при различных плотностях лежат около 0.9, что говорит о сильной взаимосвязи этих величин. Введение в рассмотрение гиперонов уменьшает значения коэффициентов на сотые доли, т.е. корреляции не изменяются, в отличие от характеристик НЗ максимальной массы.

Таблица 2. Значения коэффициентов корреляции Пирсона  $r$  между характеристиками НЗ (максимальная масса  $M_{max}$ , соответствующий ей радиус  $R(M_{max})$ ) и значения  $\Lambda_{1.4}$  и  $R_{1.4}$  для НЗ с массой  $M = 1.4M_{\odot}$  в случае материи  $pre\mu$  и с учетом фракции гиперонов  $pr\Delta e\mu$  и основными характеристиками нуклонной материи: плотностью насыщения  $n_0$ , несжимаемостью  $K_{\infty}$ , эффективной массой нуклона  $m^*/m$ , а также энергии симметрии и ее производных при  $n = n_0$  и  $3n_0$

Хар-ка $NN$	$M_{max}$		$R(M_{max})$		$\Lambda(M_{max})$		$\Lambda_{1.4}$		$R_{1.4}$	
	$pre\mu$	$pr\Delta e\mu$	$pre\mu$	$pr\Delta e\mu$	$pre\mu$	$pr\Delta e\mu$	$pre\mu$	$pr\Delta e\mu$	$pre\mu$	$pr\Delta e\mu$
$n_0$	-0.47	-0.03	-0.53	-0.69	0.21	-0.69	-0.52	-0.62	-0.58	-0.63
$K_{\infty}$	0.77	0.13	0.79	0.75	-0.49	0.72	0.75	0.73	0.79	0.77
$m^*/m$	-0.50	-0.42	-0.36	-0.37	0.53	-0.33	-0.29	-0.21	-0.37	-0.32
$S(n_0)$	0.37	-0.26	0.46	0.15	-0.14	0.16	0.43	0.35	0.46	0.35
$S(3n_0)$	0.76	-0.22	0.88	0.75	-0.43	0.76	0.91	0.90	0.93	0.90
$L(n_0)$	0.65	-0.35	0.82	0.70	-0.27	0.72	0.88	0.88	0.88	0.85
$L(3n_0)$	0.80	-0.10	0.88	0.77	-0.51	0.78	0.90	0.87	0.93	0.90
$K_{sym}(n_0)$	0.78	-0.11	0.87	0.81	-0.50	0.82	0.90	0.89	0.93	0.91
$K_{sym}(3n_0)$	0.76	0.21	0.74	0.57	-0.62	0.56	0.70	0.56	0.75	0.64

Таблица 3. Значения коэффициентов корреляции Пирсона  $r$  между характеристиками НЗ и свойствами  $\Lambda N$ -взаимодействий при значениях плотности  $n = n_0, 2n_0$  и  $3n_0$

	$M_{max}$	$R(M_{max})$	$\Lambda(M_{max})$	$R_{1.4}$	$\Lambda_{1.4}$
$K_{\Lambda}^{SNM}(n_0)$	-0.31	-0.45	-0.47	-0.40	-0.40
$K_{\Lambda}^{PNM}(n_0)$	-0.56	-0.70	-0.40	-0.50	-0.50
$K_{\Lambda}^{SNM}(2n_0)$	-0.73	-0.73	0.18	-0.76	-0.78
$K_{\Lambda}^{PNM}(2n_0)$	-0.91	-0.92	0.23	-0.88	-0.90
$K_{\Lambda}^{SNM}(3n_0)$	-0.76	-0.72	0.32	-0.77	-0.79
$K_{\Lambda}^{PNM}(3n_0)$	-0.89	-0.85	0.37	-0.86	-0.88
$Q_{\Lambda}^{SNM}(n_0)$	-0.78	-0.78	0.23	-0.80	-0.82
$Q_{\Lambda}^{PNM}(n_0)$	-0.89	-0.89	0.25	-0.87	-0.89
$Q_{\Lambda}^{SNM}(2n_0)$	-0.77	-0.70	0.43	-0.76	-0.78
$Q_{\Lambda}^{PNM}(2n_0)$	-0.84	-0.77	0.46	-0.81	-0.83
$Q_{\Lambda}^{SNM}(3n_0)$	-0.75	-0.67	0.47	-0.73	-0.76
$Q_{\Lambda}^{PNM}(3n_0)$	-0.81	-0.73	0.50	-0.78	-0.80

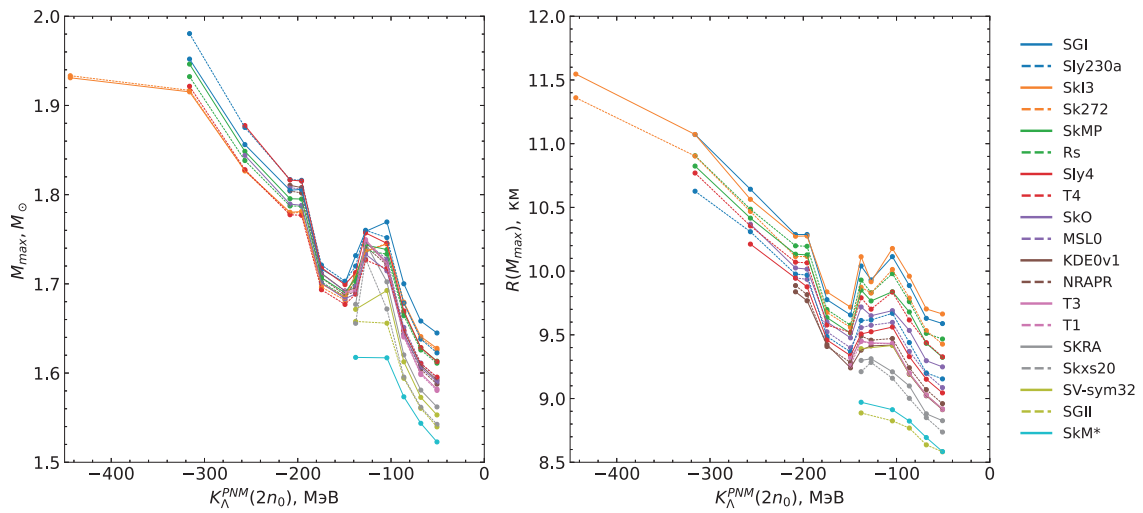


Рис. 4. Зависимость максимальной массы  $M_{max}$  (слева) и соответствующего ей радиуса  $R(M_{max})$  (справа) от сжимающей способности  $\Lambda N$ -взаимодействия  $K_{\Lambda}$  при плотности  $2n_0$  (обозначения см. на рис. 3). Линиями соединены точки, соответствующие одному  $NN$ -взаимодействию

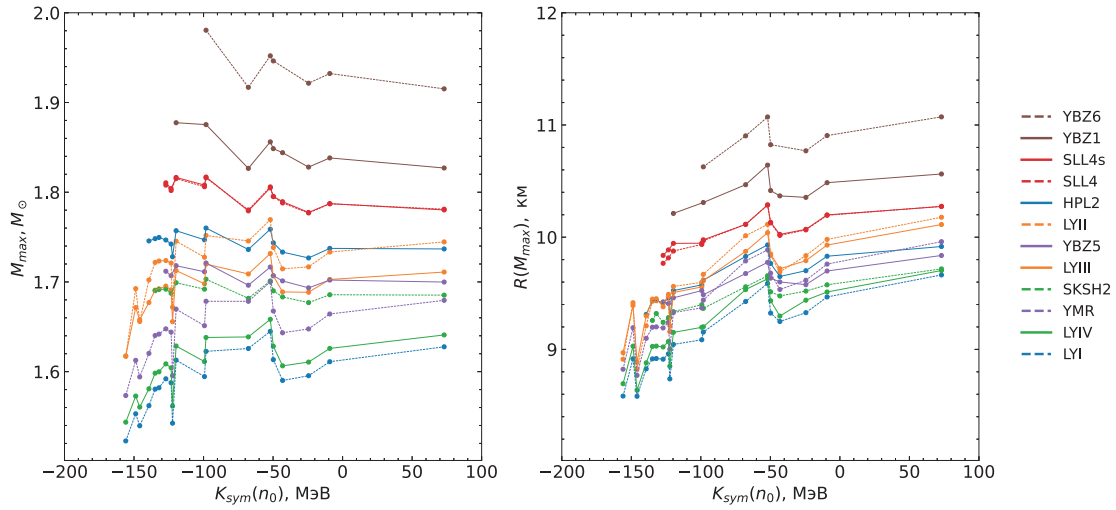


Рис. 5. Зависимость  $M_{max}$  (слева) и  $R(M_{max})$  (справа) от производной энергии симметрии  $K_{sym}(n_0)$  (обозначения см. на рис. 3). Линиями соединены точки для одного и того же  $\Lambda N$ -взаимодействия

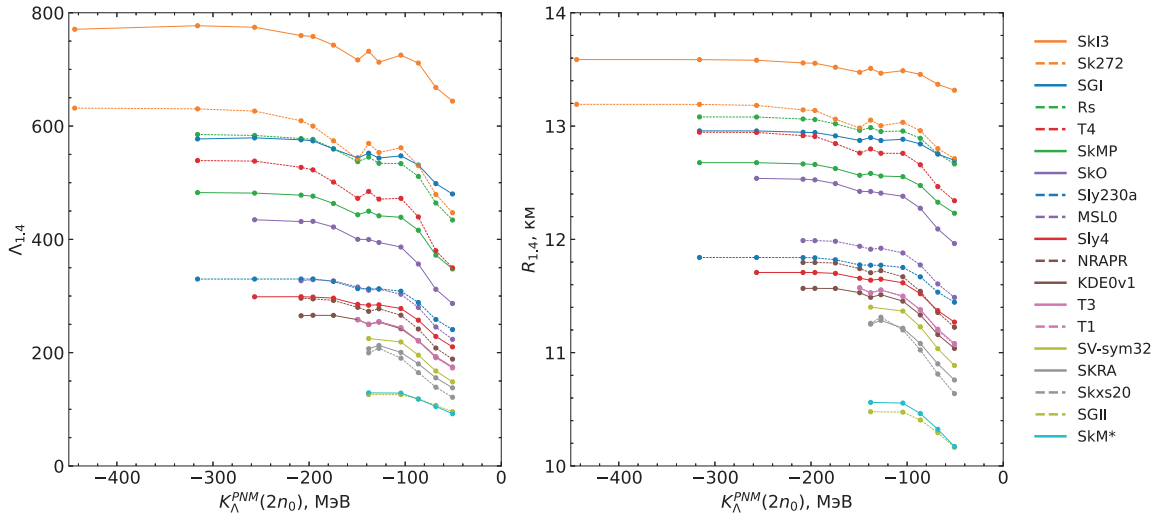


Рис. 6. Зависимость коэффициента приливной деформируемости (слева) и радиуса (справа) нейтронной звезды с массой  $1.4M_{\odot}$  от сжимающей способности  $\Lambda N$ -взаимодействия при плотности  $2n_0$  (обозначения см. рис. 3). Линии соединяют точки для одного и того же  $NN$ -взаимодействия

Коэффициенты корреляции между характеристиками НЗ и свойствами  $\Lambda N$ -сил при разных плотностях для чисто нейтронной (PNM) и симметричной (SNM) нуклонной материи приведены в табл. 3. Приведенные значения для  $K_{\Lambda}$  и  $Q_{\Lambda}$  при плотностях  $2n_0$  и  $3n_0$  лежат в диапазоне 0.7–0.9 и фактически не различаются для звезд максимальной массы и массы  $1.4M_{\odot}$ . Можно отметить стабильное увеличение корреляций при переходе от симметричной нуклонной материи к нейтронной, что естественно, поскольку модель чисто нейтронной материи ближе к ситуации, реализующейся в НЗ. Существенно отличаются результаты для коэффициента приливной деформируемости НЗ максимальной массы  $\Lambda(M_{max})$  — коэффициенты корреляции очень малы.

Впервые вопрос о взаимосвязи приливной деформируемости и энергии симметрии в случае чисто нуклонной материи был рассмотрен в работе [83] и было показано, что коэффициент приливной деформируемости очень чувствителен к поведению энергии симметрии при больших плотностях. Численные оценки корреляций коэффициента приливной деформируемости и свойств взаимодействий получены в работе [35] для чисто нейтронной материи: в подходе с использованием сил Сфирма коэффициент корреляции между  $\Lambda_{1,4}$  и  $L(n_0)$  составляет 0.9 и уменьшается до 0.83 в релятивистской теории среднего поля. В работах [80, 81] в приближении релятивистской теории среднего поля рассмотрены как нуклонная материя, так и материя с учетом вклада гиперонов и отмечено отсутствие корреля-

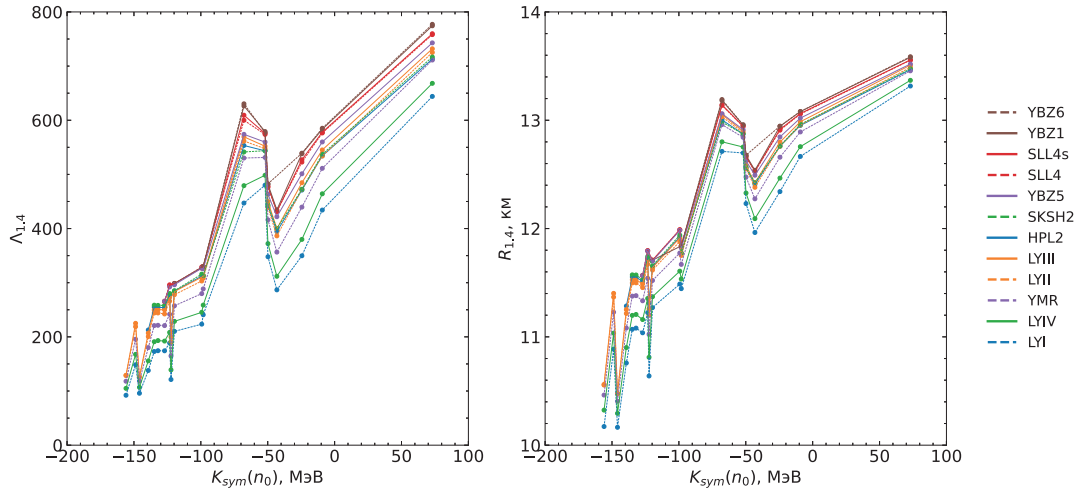


Рис. 7. Зависимость коэффициента приливной деформируемости (слева) и радиуса (справа) нейтронной звезды с массой  $1.4M_{\odot}$  от второй производной энергии симметрии  $K_{sym}$  при  $n_0$  (обозначения см. рис. 3). Линии соединяют точки, соответствующие одному  $\Lambda N$ -взаимодействию

ций между приливной деформируемостью и свойствами нуклонных взаимодействий как для звезд с массой  $1.4M_{\odot}$ , так и для НЗ с массой  $2M_{\odot}$ . Однако следует отметить, что авторы при этом проводили отбор взаимодействий в соответствии с астрофизическими наблюдениями максимальных масс НЗ.

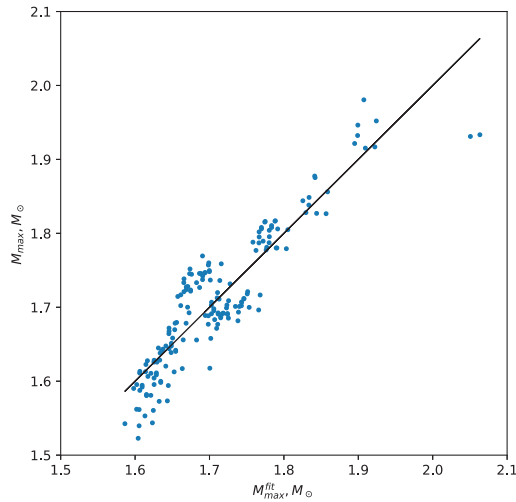


Рис. 8. Зависимость между максимальной массой нейтронной звезды, полученной в ходе решения уравнения Толмана-Оппенгеймера-Волкова  $M_{max}$  и рассчитанной по предложенной параметризации  $M_{max}^{fit}$

Сложное взаимное влияние свойств нуклон-нуклонных и гиперонных взаимодействий приводит к необходимости комплексного анализа зависимости характеристик нейтронных звезд от свойств взаимодействий. На рис. 8 рассчитанные с различными нуклон-нуклонными и гиперон-нуклонными взаимодействиями максимальные массы сравнива-

ются с простой линейной параметризацией:

$$M_{max}^{fit}/M_{\odot} = aK_{\infty} + bL(n_0) + cK_{\Lambda}^{PNM}(2n_0) + d, \quad (39)$$

где  $a = 7 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}$ ,  $b = -3 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}$ ,  $c = -11 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}$  и  $d = 1.40$  — коэффициенты регрессии. Основной вклад в данную параметризацию дает свободный член  $d \approx 1.4$ , что отражает тот факт, что большинство измерений масс НЗ лежат около этого значения, однако за счет поправок, вносимых за счет зависимости масс НЗ от свойств взаимодействий с учетом величин  $K_{\infty}$ ,  $L(n_0)$  и  $K_{\Lambda}(2n_0)$ , возможно достижение более высоких значений масс НЗ. Приведенная в (39) комбинация характеристик является достаточно оптимальной для использованной нами выборки взаимодействий: коэффициент детерминации  $R^2 = 0.822$ , характеризующий качество соответствия модели, близок к единице. Но стоит отметить, что набор конкретных характеристик  $NN$  и  $\Lambda N$ -взаимодействий не является строго фиксированным, однако рассмотрение различных комбинаций показывает, что оптимальной является комбинация из трех величин: несжимаемости ядерной материи, производной энергии симметрии и сжимающей способности гиперонного взаимодействия.

В наших расчетах максимальная масса НЗ практически всегда меньше  $2M_{\odot}$  (за исключением таких комбинаций взаимодействий, при которых гипероны не появляются). Таким образом, hyperon puzzle не удается решить в столь простой модели. Мы ставили другую задачу: исследовать взаимосвязи между свойствами взаимодействий и характеристиками НЗ, что может быть полезно, в частности, для развития более реалистичных подходов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В подходе с использованием сил Скимма рассмотрены корреляции между характеристиками ней-

тронных звезд и свойствами нуклонных и гиперонных взаимодействий. Параметризация взаимодействия  $\delta$ -силами дает ряд преимуществ и широко используется в ядерной физике. Существует большое число параметризаций как  $NN$ -, так и  $\Lambda N$ -взаимодействий, приводящих к удовлетворительному описанию свойств конечных ядер. Использование ограничений, накладываемых астрофизическими данными о характеристиках НЗ, позволяет выявить особенности взаимодействий в экстремальных условиях больших плотностей.

Поиск корреляций между основными характеристиками барионных взаимодействий и астрофизическими наблюдаемыми позволяет выявить наиболее важные зависимости. При этом желательно сравнение результатов с другими модельными подходами для установления физических модельно независимых закономерностей.

Ранее для материи *pre* без вклада гиперонов мы установили сильную зависимость между радиусом НЗ при массе в  $1.4M_{\odot}$  и производных от энергии симметрии  $L$  и  $K_{sym}$  для параметризаций Скирма [26]. В работе [35] для чисто нейтронной материи сильная связь между  $R_{1.4}$  и  $L$  подтверждается в приближении сил Скирма (коэффициент Пирсона 0.93), связь между  $R_{1.4}$  и  $K_{sym}$  несколько слабее (0.59). Также в работе [35] рассмотрена нейтронная материя в релятивистской теории среднего поля, причем в этой модели взаимосвязь существенно ослабевает. Вопрос о взаимосвязи между характеристиками НЗ с массой  $1.4M_{\odot}$  и поведением энергии симметрии при больших плотностях в случае материи без гиперонов остается открытым: в рамках релятивистской теории среднего поля получены разные результаты в зависимости от выбора наборов параметров и использования ограничений, накладываемых теоретически и экспериментальными данными (см. [81, 82] и ссылки в этих работах).

Цель нашей работы — исследовать влияние появления  $\Lambda$ -гиперонов на взаимосвязь свойств взаимодействий и характеристик НЗ. Наибольшее влияние появление гиперонов оказывает на максимальную массу НЗ, и наши расчеты показывают, что корреляции между  $M_{max}$  и характеристиками ядерной материи при появлении гиперонов исчезают. Отметим, что этот вывод получен из анализа всего массива расчетов, в том числе случаев, когда  $M_{max}$  оказывается значительно меньше  $2M_{\odot}$ . Для потенциалов, дающих максимальную массу, приближающуюся к  $2M_{\odot}$ , для которых фракция гиперонов сравнительно мала, роль  $NN$ -взаимодействия, соответственно, остается более заметной, но также уменьшается. Заметим, что наши оценки максимальных масс НЗ скорее всего завышены, так как мы не учитываем другие тяжелые барионы. Появление, по крайней мере,  $\Xi^-$ -гиперонов весьма вероятно приведет к дальнейшему смягчению уравнения состояния.

Значения коэффициентов корреляции для  $R(M_{max})$  и характеристик НЗ с массой  $1.4M_{\odot}$

уменьшаются не столь значительно, а для коэффициента приливной деформируемости  $\Lambda(M_{max})$  существенно возрастают. В работе [80] в релятивистской теории среднего поля рассчитаны коэффициенты корреляции между характеристиками НЗ с массами  $1.4M_{\odot}$  и  $2M_{\odot}$  и такими характеристиками ядерной материи, как энергия симметрии и ее первая производная при плотности насыщения. Авторы отмечают отсутствие взаимосвязи между астрофизическими наблюдаемыми и свойствами энергии симметрии, делая акцент на значимых корреляциях между плотностью насыщения  $n_0$ , эффективной массой нуклона  $m^*/m$  и характеристиками НЗ. В наших расчетах эта взаимосвязь также присутствует, но влияние этих величин слабее, чем зависимость характеристик НЗ от поведения энергии симметрии при больших плотностях.

Анализ факторов, влияющих на появление гиперонов в НЗ, показал сильную зависимость плотности материи в точке появления гиперонов от свойств как нуклонного, так и гиперонного взаимодействий. Наиболее важной характеристикой  $\Lambda N$ -взаимодействия для определения плотности появления гиперонов является его сжимающая способность  $K_{\Lambda}$  [45]. Проведенные расчеты для современных наборов параметризаций гиперонных взаимодействий показали сильную взаимосвязь между  $K_{\Lambda}$  и ее производной и характеристиками НЗ как максимальной массы, так и массы  $1.4M_{\odot}$ .

В данной работе мы ограничились анализом влияния  $\Lambda$ -гиперонов, поскольку недостаток данных по гиперонным взаимодействиям не позволяет включить в рассмотрение как появление других гиперонов, так и влияние характеристик  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. Недавно некоторые (весьма широкие) ограничения на параметры  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия были получены в работе [84]. В будущем данные экспериментов как по физике гиперядер, так и в области столкновений релятивистских ионов позволят уточнить характеристики барионных взаимодействий. В свою очередь, развитие многоканальной астрономии позволяет ожидать более жестких ограничений со стороны астрофизических данных.

Данная работа была выполнена в рамках гранта РФФИ №24-22-00077.

#### Приложение А:

Плотность энергии  $\varepsilon$  с учетом вклада  $\Lambda$ -гиперонов в приближении Хартри-Фока с взаимодействием Скирма можно получить [36] на основе выражения для полной энергии:

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \int \varepsilon dV = \int (\varepsilon_{NN} + \varepsilon_{\Lambda N} + \varepsilon_{\Lambda\Lambda}) dV, \quad (\text{A1})$$

где  $\varepsilon$  — плотность энергии барионов, включающая вклад взаимодействия барионов и их кинетическую энергию, причем  $\varepsilon_{NN}$  включает в себя энер-

гию нуклон-нуклонного взаимодействия и кинетическую энергию нуклонов,  $\varepsilon_{\Lambda N}$  — энергию гиперон-нуклонного взаимодействия, а  $\varepsilon_{\Lambda\Lambda}$  — энергию гиперон-гиперонного взаимодействия и кинетическую

энергию гиперонов.

В случае бесконечной материи выражения для плотностей энергии из уравнения (A1) выглядят следующим образом [28]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{NN} = & \frac{\hbar^2}{2m_n}\tau_n + \frac{\hbar^2}{2m_p}\tau_p + \frac{t_0}{2} \left[ \left(1 + \frac{x_0}{2}\right)n_N^2 - \left(\frac{1}{2} + x_0\right)(n_n^2 + n_p^2) \right] + \\ & + \frac{t_3}{12} \left[ \left(1 + \frac{x_3}{2}\right)n_N^2 - \left(\frac{1}{2} + x_3\right)(n_n^2 + n_p^2) \right] n_N^\alpha + \frac{1}{8} [t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2)] n_N \tau_N - \\ & - \frac{1}{8} [t_1(1 + 2x_1) - t_2(1 + 2x_2)] (n_n \tau_n + n_p \tau_p), \quad (\text{A2}) \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{\Lambda N} = u_0 \left(1 + \frac{y_0}{2}\right) n_N n_\Lambda + \frac{3}{8} u_3 \left(1 + \frac{y_3}{2}\right) n_N^{\gamma+1} n_\Lambda + \frac{1}{4} [u_1 + u_2] (n_N \tau_\Lambda + n_\Lambda \tau_N), \quad (\text{A3})$$

$$\varepsilon_{\Lambda\Lambda} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} \tau_\Lambda + \frac{\lambda_0}{4} n_\Lambda^2 + \frac{1}{8} \lambda_1 n_\Lambda \tau_\Lambda, \quad (\text{A4})$$

где  $n_{n(p)}$  — плотность нейтронов (протонов), плотность нуклонов  $n_N = n_p + n_n$  и  $\tau_{n(p)}$  — соответствующие плотности кинетической энергии,  $\tau_N = \tau_n + \tau_p$ . В ядерной материи  $\tau_i = \frac{3}{5} n_i k_{F_i}^2$ , где  $k_{F_i} = (3\pi^2 n_i)^{1/3}$  — соответствующий импульс Ферми.

Химический потенциал барионов рассчитывается по формуле

$$\mu_i = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_i} + m_i. \quad (\text{A5})$$

Для нейтронов можно выразить [28]:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n_n} = \frac{\hbar^2}{2m_n^*} k_{F_n}^2 + U_n(n_i, \tau_i), \quad (\text{A6})$$

$$\begin{aligned} U_n(n_i, \tau_i) = & \frac{t_0}{2} [n_n(1 - x_0) + n_p(2 + x_0)] + \\ & + \frac{t_3}{24} n_N^{\alpha-1} [n_n^2 \{(2 + \alpha)(1 - x_3)\} + n_p^2 \{2(2 + x_3) + \alpha(1 - x_3)\} + 2n_n n_p \{3 + \alpha(2 + x_3)\}] + \\ & + \frac{1}{8} [t_1(1 - x_1) + t_2(1 + x_2)] \tau_n + \frac{1}{8} [t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2)] \tau_p + \\ & + u_0 \left(1 + \frac{y_0}{2}\right) n_\Lambda + \frac{3}{8} u_3 (\gamma + 1) \left(1 + \frac{y_3}{2}\right) n_n^\gamma n_\Lambda + \frac{1}{4} [u_1 + u_2] \tau_\Lambda, \quad (\text{A7}) \end{aligned}$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_n^*} = \frac{\hbar^2}{2m_n} + \frac{1}{8} [t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2)] n_N - \frac{1}{8} [t_1(2x_1 + 1) - t_2(2x_2 + 1)] n_n + \frac{1}{4} [u_1 + u_2] n_\Lambda, \quad (\text{A8})$$

выражения для протонов получаются перестановкой индексов  $n$  и  $p$  в трех предыдущих уравнениях. Для гиперонов выражения примут вид [28]:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n_\Lambda} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} k_{F_\Lambda}^2 + U_\Lambda(n_i, \tau_i), \quad (\text{A9})$$

$$U_\Lambda(n_i, \tau_i) = \frac{\lambda_0}{2} n_\Lambda + \frac{1}{8} \lambda_1 \tau_\Lambda + u_0 \left(1 + \frac{y_0}{2}\right) n_N + \frac{3}{8} u_3 \left(1 + \frac{y_3}{2}\right) n_N^{\gamma+1} + \frac{1}{4} [u_1 + u_2] \tau_N, \quad (\text{A10})$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} + \frac{1}{8} \lambda_1 n_\Lambda + \frac{1}{4} [u_1 + u_2] n_N. \quad (\text{A11})$$

Вклад электронов в полную плотность энергии (15) определяется следующим выражением:

$$\varepsilon_e(k_F) = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F} (k^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} k^2 dk = \epsilon_0 \int_0^{k_F/m_e c} (u^2 + 1)^{1/2} u^2 du = \frac{\epsilon_0}{8} [(2x^3 + x)(1 + x^2)^{1/2} - \sinh^{-1}(x)], \quad (\text{A12})$$

где  $x = k_F/m_e c$ ,  $\epsilon_0 = \frac{m_e^4 c^5}{\pi^2 \hbar^3}$ ,  $k_F = \hbar(3\pi^2 n_e)^{1/3}$ . Вклад мюонов рассчитывается аналогично.

Давление рассчитывается по формуле  $p(n) = n^2 \frac{d(\epsilon_{tot}/n)}{dn}$  и включает в себя, соответственно, лептонную и барионную части. Вклад лептонов рассчитывается по формуле

$$p_l = \frac{\epsilon_0 x(x^4 + x^2)}{3\sqrt{1+x^2}} - \epsilon_l, \quad (\text{A13})$$

где  $\epsilon_l$  и соответствующие величины определяются выражением A12 с точностью до замены индекса  $l$  на  $e$  или  $\mu$ .

Вклад барионов в давление состоит из вкладов от нуклон-нуклонного, гиперон-нуклонного и гиперон-гиперонного взаимодействия:

$$\begin{aligned} p_{NN} = & \frac{2}{5} \frac{\hbar^2}{2m_N} (3\pi^2)^{2/3} n^{5/3} (Y_p^{5/3} + Y_n^{5/3}) + \frac{1}{4} t_0 n^2 [(x_0 + 2)(Y_n + Y_p)^2 - (2x_0 + 1)(Y_p^2 + Y_n^2)] + \\ & + \frac{1}{24} t_3 n^{\alpha+2} (\alpha + 1) [(x_3 + 2)(Y_p + Y_n)^{\alpha+2} - (2x_3 + 1)(Y_p + Y_n)^\alpha (Y_p^2 + Y_n^2)] + \\ & + \frac{5}{40} (3\pi^2) \rho^{8/3} [(t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2))(Y_n^{8/3} + Y_n^{5/3} Y_p + Y_p^{5/3} Y_n + Y_p^{8/3}) + \\ & + (t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1))(Y_p^{8/3} + Y_n^{8/3})], \quad (\text{A14}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_{N\Lambda} = & u_0 (1 + \frac{y_0}{2}) n^2 (Y_\Lambda - Y_\Lambda^2) + \frac{1}{4} (u_1 + u_2) (3\pi^2)^{2/3} n^{8/3} (Y_\Lambda^{5/3} Y_n + Y_\Lambda^{5/3} Y_p + Y_\Lambda Y_n^{5/3} + Y_\Lambda Y_p^{5/3}) + \\ & + u_3 (1 + \frac{y_3}{2}) n^{\gamma+2} (\gamma + 1) Y_\Lambda (1 - Y_\Lambda)^{\gamma+1}, \quad (\text{A15}) \end{aligned}$$

$$p_{\Lambda\Lambda} = \frac{2}{5} \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} (3\pi^2)^{2/3} n^{5/3} Y_\Lambda^{5/3} + \frac{\lambda_0}{4} n^2 Y_\Lambda^2 + \frac{5}{4} \lambda_1 (3\pi^2)^{2/3} n^{8/3} Y_\Lambda^{8/3}. \quad (\text{A16})$$

Характеристики симметричной ядерной материи рассчитываются следующим образом [34]: несжимаемость ядерной материи:

$$\begin{aligned} K = 9n^2 \left( \frac{\partial^2 \epsilon/n}{\partial n^2} \right) = & \frac{3\hbar^2}{m_N} (3\pi^2)^{2/3} n^{2/3} (Y_n^{2/3} + Y_p^{2/3}) + \frac{9t_0}{2} \rho [(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)(Y_n^2 + Y_p^2)] + \\ & + \frac{3}{8} t_3 (\alpha + 1) (\alpha + 2) n^{\alpha+1} [(x_3 + 2) - (2x_3 + 1)(Y_p^2 + Y_n^2)] + \\ & + 3 (3\pi^2)^{2/3} n^{5/3} [(t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2))(Y_p^{8/3} + Y_n^{8/3}) + (t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1))(Y_p^{8/3} + Y_n^{8/3})], \end{aligned}$$

энергия симметрии:

$$\begin{aligned} S(n) = \frac{1}{8} \frac{\partial^2 (\epsilon/n)}{\partial Y_p^2} \Big|_{N=Z} = & \frac{\hbar^2}{6m_N} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} n^{2/3} - \frac{t_0}{8} (2x_0 + 1) n - \frac{1}{48} t_3 (2x_3 + 1) n^{\alpha+1} + \\ & + \frac{1}{24} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2) + 2(t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1))] n^{5/3}, \quad (\text{A17}) \end{aligned}$$

первая производная энергии симметрии:

$$\begin{aligned} L = 3n \left( \frac{\partial S}{\partial \rho} \right) = & \frac{\hbar^2}{3m_N} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} n^{2/3} - \frac{3t_0}{8} (2x_0 + 1) n - \frac{1}{16} t_3 (2x_3 + 1) (\alpha + 1) n^{\alpha+1} + \\ & + \frac{5}{24} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2) + 2(t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1))] n^{5/3}, \quad (\text{A18}) \end{aligned}$$

вторая производная энергии симметрии:

$$\begin{aligned} K_{\text{sym}} = 9n^2 \left( \frac{\partial^2 S}{\partial \rho^2} \right) = & -\frac{\hbar^2}{3m_N} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} n^{2/3} - \frac{3}{16} t_3 (2x_3 + 1) (\alpha + 1) \alpha n^{\alpha+1} + \\ & + \frac{5}{12} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2) + 2(t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1))] n^{5/3}. \quad (\text{A19}) \end{aligned}$$

Выражение для  $D_\Lambda$  при произвольной плотности записывается следующим образом:

$$D_\Lambda = -u_0 \left(1 + \frac{y_0}{2}\right) n_N - \frac{3}{5} \left(1 - \frac{m_\Lambda^*}{m_\Lambda}\right) \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} (3\pi^2)^{2/3} \frac{n_p^{5/3} + n_n^{5/3}}{n_N} - \frac{3}{8} u_3 \left(1 + \frac{y_3}{2}\right) n_N^{1+\gamma}, \quad (\text{A20})$$

где  $m_\Lambda^*$  — эффективная масса гиперона, определяемая выражением

$$\frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} + \frac{1}{4} (u_1 + u_2) n_N.$$

Сжимающая способность  $\Lambda N$ -взаимодействия для симметричной ядерной материи рассчитывается как

$$K_\Lambda = 3n_N \frac{dD_\Lambda(n)}{dn_N} = 3D_\Lambda - \frac{6}{5} \left(1 - \frac{m_\Lambda^*}{m_\Lambda}\right) \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} \left(\frac{3\pi^2}{2} n_N\right)^{2/3} - \frac{9}{8} \gamma u_3 \left(1 + \frac{y_3}{2}\right) \rho_N^{1+\gamma}. \quad (\text{A21})$$

### Приложение В: $NN$ -параметризации

Таблица 4. Параметры используемых параметризаций Скирма для  $NN$ -взаимодействия

Model	$t_0$ (МэВ · фм <sup>3</sup> ) $x_0$	$t_1$ (МэВ · фм <sup>5</sup> ) $x_1$	$t_2$ (МэВ · фм <sup>5</sup> ) $x_2$	$t_3$ (МэВ · фм <sup>3+3<math>\alpha</math>) <math>x_3</math></sup>	$\alpha$
KDE0v1 [58]	-2553.0843 0.6483	411.6963 -0.3472	-419.8712 -0.9268	14603.6069 0.9475	0.1673
MSL0 [59]	-2118.06 -0.0709496	395.196 -0.332282	-63.9531 1.3583	12857.7 -0.228181	0.235879
NRAPR [60]	-2719.7 0.16154	417.64 -0.047986	-66.687 0.02717	15042 0.13611	0.14416
Rs [61]	-1798 -0.4036	335.97 -	-84.81 -	11083.9 -0.8705	0.3
SGI [62]	-1603 -0.02	515.9 -0.5	84.5 -1.731	8000 0.1381	1/3
SGII [62]	-2645 0.09	340 -0.0588	-41.9 1.425	15595 0.06044	1/6
SK272 [63]	-1496.84 0.0008	397.66 0.0102	-112.82 0.002	10191.64 -0.5519	0.4492
SKI3 [64]	-1762.88 0.3083	561.608 -1.1722	-227.09 -1.0907	8106.2 1.2926	0.25
SkM* [66]	-2645 0.09	410 -	-135 -	15595 -	1/6
SkMP [65]	-2372.24 -0.157563	503.623 -0.402886	57.2783 -2.95571	12585.3 -0.267933	1/6
SkO [67]	-2103.653 -0.210701	303.352 -2.810752	791.674 -1.461595	13553.252 -0.429881	0.25
SKRA [68]	-2895.4 0.08	405.5 -	-89.1 0.2	16660 -	0.1422
Skxs20 [69]	-2885.24 0.13746	302.73 -0.25548	-323.42 -0.60744	18237.49 0.05428	1/6
SLy230a [48]	-2490.23 1.1318	489.53 -0.8426	-566.58 -1	13803 1.9219	1/6
SLy4 [70]	-2488.91 0.834	486.82 -0.3438	-546.39 -1	13777 1.354	1/6
SV-sym32 [71]	-1883.28 0.007688	319.184 -0.594307	197.329 -2.16921	12559.5 -0.309537	0.3
T1 [72]	-1794 0.154	298 -0.5	-298 -0.5	12812 0.089	1/3
T3 [72]	-1791.8 0.138	298.5 -1	-99.5 1	12794 0.075	1/3
T4 [72]	-1808.8 -0.177	303.4 -0.5	-303.4 -0.5	12980 -0.5	1/3

Таблица 5. Характеристики ядерной материи для используемых параметризаций из табл. В: энергия, приходящаяся на частицу в насыщении для симметричной ядерной материи  $E_0$ , несжимаемость  $K_\infty$ , энергия симметрии  $J$ , ее производные  $L$  и  $K_{sym}$  и эффективная масса  $m^*/m$ . Данные из [34]. Также приведены наши расчеты максимальной массы  $M_{max}$  для материи без гиперонов в сравнении с  $M_{max}^{PNM}$  из [35], где рассматривалась чисто нейтронная материя

	$E_0$ (МэВ)	$K_\infty$ (МэВ)	$J$ (МэВ)	$L(n_0)$ (МэВ)	$K_{sym}(n_0)$ (МэВ)	$m^*/m$	$M_{max}(M_\odot)$	$M_{max}^{PNM}(M_\odot)$ [35]
KDE0v1	-16.23	227.54	34.58	54.69	-127.12	0.74	1.97	1.97
MSL0	-16.00	230.00	30.00	60.00	-99.33	0.80	1.95	1.94
NRAPR	-15.85	225.65	32.78	59.63	-123.32	0.69	1.94	1.92
Rs	-15.59	237.42	30.82	86.39	-9.21	0.78	2.12	2.27
SGI	-15.89	261.75	28.33	63.86	-51.99	0.61	2.24	2.31
SGII	-15.60	214.65	26.83	37.63	-145.90	0.79	1.66	1.66
Sk272	-16.28	271.51	37.40	91.67	-67.78	0.77	2.23	2.30
SkI3	-15.98	258.19	34.83	100.53	73.04	0.58	2.24	2.59
SkM*	-15.77	216.61	30.03	45.78	-155.94	0.79	1.62	1.61
SkMP	-15.56	230.87	29.89	70.31	-49.82	0.65	2.10	2.19
SkO	-15.84	223.34	31.97	79.14	-43.17	0.90	2.00	2.10
SKRA	-15.78	216.98	31.32	53.04	-139.28	0.75	1.77	1.76
Skxs20	-15.81	201.95	35.50	67.06	-122.31	0.96	1.75	1.72
SLy230a	-15.99	229.89	31.99	44.32	-98.22	0.70	2.10	2.16
SLy4	-15.97	229.91	32.00	45.94	-119.73	0.69	2.05	2.06
SV-sym32	-15.94	233.81	32.00	57.07	-148.79	0.90	1.72	1.70
T1	-15.98	236.16	32.02	56.18	-134.83	1.00	1.85	1.83
T3	-15.95	235.74	31.50	55.31	-132.05	1.00	1.85	1.84
T4	-15.96	235.50	35.24	93.49	-24.46	1.00	2.07	2.23

### Приложение С: $\Lambda N$ - и $\Lambda\Lambda$ -параметризации

Таблица 6. Параметры используемых взаимодействий Скирма для  $\Lambda N$ -взаимодействия. Коэффициенты  $u_0$  (МэВ  $\cdot$  фм<sup>3</sup>),  $u_{1,2}$  (МэВ  $\cdot$  фм<sup>5</sup>),  $u_3$  (МэВ  $\cdot$  фм<sup>3+3 $\gamma$</sup> ) и безразмерные коэффициенты  $y_i$ ,  $\gamma$ .  $D_\Lambda$  и  $m^*/m$  — энергия связи  $\Lambda$ -гиперона в нуклонной материи и эффективная масса гиперона при  $n_0 = 0.16$  фм<sup>-3</sup>

	$u_0$ (МэВ $\cdot$ фм <sup>3</sup> )	$u_1$ (МэВ $\cdot$ фм <sup>5</sup> )	$u_2$ (МэВ $\cdot$ фм <sup>5</sup> )	$u_3$ (МэВ $\cdot$ фм <sup>3+3<math>\gamma</math></sup> )	$y_0$	$y_3$	$\gamma$	$D_\Lambda$ (МэВ)	$m^*/m_\Lambda$
YBZ1 [74]	-349.0	67.61	37.39	2000	-0.108	0.0	1	29.15	0.81
YBZ2 [74]	-391.8	56.95	48.05	3000	-0.085	0	1	26.75	0.81
YBZ5 [74]	-315.3	23.14	-23.14	2000	-0.109	0.0	1	28.50	1.00
YBZ6 [74]	-372.2	100.4	79.60	2000	-0.107	0	1	29.49	0.71
LYI [76]	-476.0	42.0	23.0	1514.1	-0.0452	-0.280	1/3	29.25	0.87
LYII [76]	-422.3	98.0	70.0	1219.3	0.2678	-0.0836	1/3	31.39	0.72
LYIII [76]	-622.8	116.0	-30.0	1880.3	-0.0172	0.0679	1/3	31.80	0.83
LYIV [76]	-542.5	56.0	8.0	1387.9	-0.1534	0.1074	1/3	29.78	0.87
SKSH2 [75]	-290.0	21.7	-20.3	1850	0.0	0.0	1	28.58	1.00
YMR [73]	-1056.2	96.248	8.743	2811.2	0	0	1/8	30.37	0.81
SLL4 [77]*	-316.0	51.0	42	1733.3	0.0	0.0	1	29.95	0.82
SLL4' [77]*	-326.0	62.0	20.0	1880	0.0	0.0	1	30.62	0.84
HPL2 [78]	-399.946	83.426	11.455	2046.818	-0.486	-0.660	1	31.23	0.82

\*В работах [75, 77], параметры  $u_0$  и  $y_0$  представлены в форме единого параметра  $a_0 = u_0(1 + y_0/2)$ .

Таблица 7. Характеристики используемых параметризаций Скирма для  $\Lambda N$ -взаимодействия: сжимающая способность гиперон-нуклонного взаимодействия  $K_\Lambda$ (МэВ) и ее производная  $Q_\Lambda$ (МэВ) при плотностях  $n_0 = 0.16$  фм<sup>-3</sup>,  $2n_0$  и  $3n_0$

	$K_\Lambda(n_0)$	$K_\Lambda(2n_0)$	$K_\Lambda(3n_0)$	$Q_\Lambda(n_0)$	$Q_\Lambda(2n_0)$	$Q_\Lambda(3n_0)$
YBZ1	20.88	-214.93	-701.09	-390.38	-1524.56	-3389.83
YBZ2	-15.12	-402.14	-1154.70	-563.18	-2215.76	-4945.03
YBZ5	27.90	-174.61	-607.51	-345.60	-1382.40	-3110.40
YBZ6	15.52	-244.46	-769.02	-422.36	-1626.11	-3589.43
LYI	39.80	-24.88	-150.60	-197.38	-515.51	-907.04
LYII	41.80	-37.62	-192.64	-223.87	-611.04	-1105.73
LYIII	24.73	-103.76	-321.30	-289.98	-754.73	-1324.86
LYIV	36.24	-42.61	-188.31	-217.84	-566.79	-994.75
YMR	31.87	-44.52	-176.87	-214.55	-512.42	-863.69
SLL4	32.01	-158.96	-567.27	-339.18	-1324.00	-2943.18
SLL4'	30.71	-175.70	-614.26	-359.83	-1410.48	-3142.00
SKSH2	32.34	-148.79	-543.30	-320.28	-1280.62	-2880.85
HPL2	46.10	-89.55	-401.19	-227.44	-1076.35	-2385.25

- [1] Romani R. W. et al. // *Astrophys. J. Lett.* **934**, L17 (2022).
- [2] Cromartie H.T. et al. // *Nature Astronomy* **4**, 72 (2020).
- [3] Antoniadis J. et al. // *Science* **340**, 1233232 (2013).
- [4] Fan Y.Z. et al. // *Phys. Rev. D* **109**, 043052 (2024).
- [5] Rezzolla L., Most E.R., Weih L.R. // *Astrophys. J. Lett.* **852**, L25 (2018).
- [6] Vidaña I. // *EPJ Plus* **133**, 445 (2018).
- [7] Lattimer J.M. // *Universe* **2019**, 159 (2019).
- [8] Güver T., Özel F., Cabrera-Lavers A., Wroblewski P. // *Astrophys. J.* **712**, 964 (2010).
- [9] Güver T., Wroblewski P., Camarota L., Özel F. // *Astrophys. J.* **719**, 1807 (2010).
- [10] Guillot S., Rutledge R.E., Brown E.F. // *Astrophys. J.* **732**, 88 (2011).
- [11] Riley T.E. et al. // *Astrophys. J. Lett.* **887**, L21 (2019).
- [12] Riley T.E. et al. // *Astrophys. J. Lett.* **918**, L27 (2021).
- [13] Doroshenko V., Suleimanov V., Puhhofer G., Santangelo A. // *Nature Astronomy* **6**, 1444 (2021).
- [14] Guedes V., Radice D., Chirenti C., Yagi K. // *Astrophys. J.* **983**, 88 (2025).
- [15] Abbott B.P. et al. // *Phys. Rev. X* **9**, 011001 (2019).
- [16] Abbott B.P. et al. // *Astrophys. J. Lett.* **896**, L44 (2020).
- [17] Abbott B.P. et al. // *Astrophys. J.* **892**, L3 (2020).
- [18] Lattimer J.M. // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **71**, 433 (2021).
- [19] Sedrakian A., Li Jia-Jie, Weber F. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **131**, 104041 (2023).
- [20] Chatziioannou K. et al. // *Rev. Mod. Phys.* **97**, 045007 (2025).
- [21] Saha P.K. et al. // *Phys. Rev. C* **70**, 044613 (2004).
- [22] Glendenning N.K. // *Phys. Rev. C* **64**, 025801 (2001).
- [23] Weissenborn S., Chatterjee D., Schaffner-Bielich J. // *Nucl. Phys. A* **881**, 62 (2012).
- [24] Maslov K.A., Kolomeitsev E.E., Voskresensky D.N. // *Nucl. Phys. A* **950**, 64 (2016).
- [25] Fortin M., Avancini S.S., Providência C., Vidaña I. // *Phys. Rev. C* **95**, 065803 (2017).
- [26] Михеев С.А., Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю. // *ЭЧАЯ* **53**, 369 (2022). (Mikheev S., Lanskoj D., Tretyakova T. // *Phys. Part. Nucl.* **53**, 409 (2022).)
- [27] Rikowska Stone J. et al // *Phys. Rev. C* **68**, 034324 (2003).
- [28] Mornas L. // *Eur. Phys. Jour. A* **24**, 293 (2005).
- [29] Yeunhwan Lim, Chang Ho Hyun, Kyujin Kwak, Chang-Hwan Lee // *Int. Jour. Mod. Phys. E* **24**, 1550100 (2015).
- [30] Malik T. et al. // *Phys. Rev. C* **98**, 035804 (2018).
- [31] Mikheev S.A., Lanskoj D.E., Nasakin A.I., Tretyakova T. Yu. // *Particles* **6**, 847 (2023).
- [32] Jinno A., Murase K., Nara Y., Ohnishi A. // *Phys. Rev. C* **108**, 065803 (2023).
- [33] Vautherin D., Brink D.M. // *Phys. Rev. C* **5**, 626 (1972).
- [34] Dutra M. et al. // *Phys. Rev. C* **85**, 035201 (2012).
- [35] Sun B., Bhattiprolu S., Lattimer J.M. // *Phys. Rev. C* **109**, 055801 (2024).
- [36] Rayet M. // *Nucl. Phys. A* **367**, 381 (1981).
- [37] Lanskoj D.E. // *Phys. Rev. C* **58**, 3351 (1998).
- [38] Minato F., Chiba S. // *Nucl. Phys. A* **856**, 55 (2011).
- [39] Михеев С.А., Ланской Д.Е., Насакин А.И., Третьякова Т.Ю. // *Изв. РАН. Сер. физич.* **89**, 826 (2025). (Mikheev S., Lanskoj D., Nasakin A., Tretyakova T. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **89**, 792 (2025).)
- [40] Togashi H., Hiyama E., Yamamoto Y., Takano M. // *Phys. Rev. C* **93**, 035808 (2016).
- [41] Stone J.R., Stone N.J., Moszkowski S.A. // *Phys. Rev. C* **89**, 044316 (2014).
- [42] Garg U., Colo G. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **101**, 55 (2018).
- [43] Baldo M., Burgio G.F. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **91**, 203 (2016).
- [44] Essick R., Tews I., Landry P., Schwenk A. // *Phys. Rev. Lett.* **127**, 192701 (2021).
- [45] Насакин А.И., Ланской Д.Е., Михеев С.А., Третьякова Т.Ю. // *ЭЧАЯ* **56**, 1583 (2025). (Nasakin A.I., Lanskoj D.E., Mikheev S.A., Tretyakova T. Yu. // *Phys. Part. Nucl.* **56**, 943 (2025).)
- [46] Gal A., Hungerford E.V., Millener D.J. // *Rev. Mod. Phys.* **88**, 035004 (2016).
- [47] Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю. // *Ядерная физика* **49**, 401 (1989) [Lanskoj D.E., Tretyakova T. Yu. // *Sov. J. Nucl. Phys.* **49**, 248 (1989)]
- [48] Chabanat E. et al. // *Nucl. Phys. A* **627**, 710 (1997).
- [49] Baym G., Pethick C., Sutherland P. // *Astrophys. J.* **170**, 299 (1971).
- [50] Tolman R.C. // *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.* **20**, 3 (1934).
- [51] Oppenheimer J.R., Volkov G.M. // *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
- [52] Thorne K.S. // *Phys. Rev. D* **58**, 124031 (1998).
- [53] Flanagan E.E., Hinderer T. // *Phys. Rev. D* **77**, 021502(R) (2008).
- [54] Hinderer T. // *Astrophys. J.* **677**, 1216 (2008).
- [55] Krastev P.G., Li Bao-An // *Jour. of Phys. G* **46**, 074001 (2019).
- [56] Abbott B.P. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
- [57] Abbott B.P. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **121**, 161101 (2018).
- [58] Agrawal B.K., Shlomo S., Au V.K. // *Phys. Rev. C* **72**, 014310 (2005).
- [59] Chen L.W., Ko C.M., Li Bao-An, Xu J. // *Phys. Rev. C* **82**, 024321 (2010).
- [60] Steiner A.W., Prakash M., Lattimer J.M., Ellis P.J. // *Phys. Rep.* **411**, 325 (2005).
- [61] Friedrich J. and Reinhard P.-G. // *Phys. Rev. C* **33**, 335 (1986).
- [62] Van Giai Nguyen, Sagawa H. // *Phys. Lett. B* **106**, 379 (1981).
- [63] Agrawal B.K., Shlomo S., Au V.K. // *Phys. Rev. C* **68**, 031304(R) (2003).
- [64] Reinhard P.-G., Flocard H. // *Nucl. Phys. A* **584**(3), 467 (1995).
- [65] Bennour L., Heenen P.-H., Bonche P. et al. // *Phys. Rev. C* **40**, 2834 (1989).
- [66] Bartel J. et al. // *Nucl. Phys. A* **386**, 79 (1982).
- [67] Reinhard P.-G. et al. // *Phys. Rev. C* **60**(1), 014316 (1999).
- [68] Rashdan M. // *Mod. Phys. Lett. A* **15**, 1287 (2000).
- [69] Brown B.A., Shen G., Hillhouse G.C. et al. // *Phys. Rev. C* **76**, 034305 (2007).

- [70] Chabanat E. et al // *Nucl. Phys. A* **635**, 231 (1998).  
 [71] Klüpfel P., Reinhard P.-G., Bürvenich T.J., Maruhn J.A. // *Phys. Rev. C* **79**, 034310 (2009).  
 [72] Tondeur F., Brack M., Farine M., Pearson J.M. // *Nucl. Phys. A* **420**, 297 (1984).  
 [73] Yamamoto Y., Motoba T., Rijken T. // *Prog. Theor. Phys. Supp.* **185**, 72 (2010).  
 [74] Yamamoto Y., Bandō H., Žofka J. // *Prog. Theor. Phys.* **80**(5), 757 (1988).  
 [75] Fernandez F., Lopez-Arias T., Prieto C. // *Z. Phys. A* **334**(3), 349 (1989).  
 [76] Lanskoj D.E., Yamamoto Y. // *Phys. Rev. C* **55**, 2330 (1997).  
 [77] Schulze H.-J., Hiyama E. // *Phys. Rev. C* **90**, 047301 (2014).  
 [78] Guleria N., Dhiman S.K., Shyam R. // *Nucl. Phys. A* **886**, 71 (2012).  
 [79] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1984. [Korn G.A., Korn T.M. *Mathematical Handbook for scientist and engineers*. 2nd edition. Mineola, New York: Dover Publ., 2000.]  
 [80] Ghosh S., Pradhan B.K., Chatterjee D., Schaffner-Bielich J. // *Front. Astron. Space Sci.* **9**, 864294 (2022).  
 [81] Ghosh S., Chatterjee D., Schaffner-Bielich J. // *Eur. Phys. Jour. A* **58**, 37 (2022).  
 [82] Maiti R., Chatterjee D. // *Nucl. Phys. A* **1066**, 123267 (2026).  
 [83] Fattoyev F.J., Newton W.G., Li Bao-An // *Eur. Phys. Jour. A* **50**, 45 (2014).  
 [84] Sun X.D., Hun S.C., Hu J.N., Li A. // arXiv:2602.03388v1.

## Correlations of neutron star characteristics with properties of nucleon and hyperon interactions

A. I. Nasakin<sup>1,2a</sup>, D. E. Lanskoj<sup>1</sup>, S. A. Mikheev<sup>1,2</sup>, A. M. Potokin<sup>1</sup>, T. Yu. Tretyakova<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia  
E-mail: <sup>a</sup>anasakin@mail.ru*

The appearance of hyperons at densities several times exceeding nuclear density, in the interior of massive neutron stars, has a substantial effect on neutron star characteristics. Using various parameterisations of Skyrme forces, the equations of state of neutron star matter are calculated and an analysis of possible correlations between the observed characteristics of neutron stars and the properties of nucleon and hyperon interactions is carried out. The strongest influence on the matter density at the point of appearance of  $\Lambda$ -hyperons and, consequently, on the characteristics of neutron stars is exerted by the  $\Lambda N$ -interaction contracting power — a quantity introduced earlier in the physics of hypernuclei and characterising the ability of the  $\Lambda$ -hyperon to modify the nucleon core of a hypernucleus. The relation between astrophysical quantities and the properties of nucleon interactions weakens when hyperons appear, but in most cases is preserved. The determining factors for the maximum mass of a neutron star are the incompressibility of nuclear matter, quantities reflecting the behaviour of the symmetry energy at high densities, as well as the contracting power of the hyperon interaction.

PACS: 26.60.+c, 13.75.Ev, 21.80.+a

*Keywords:* neutron star, baryonic matter, hyperonic interaction.

*Received 27 November 2025.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. . Pp. .

### Сведения об авторах

- Насакин Артур Игоревич — аспирант физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова; e-mail: [anasakin@mail.ru](mailto:anasakin@mail.ru).
- Ланской Дмитрий Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: [lanskoj@sinp.msu.ru](mailto:lanskoj@sinp.msu.ru).
- Михеев Семён Алексеевич — аспирант физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: [semenmihey@gmail.com](mailto:semenmihey@gmail.com).
- Потокин Алексей Михайлович — студент физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: [potokin.am22@physics.msu.ru](mailto:potokin.am22@physics.msu.ru).
- Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: 7(495) 939-56-31, e-mail: [tretyakova@sinp.msu.ru](mailto:tretyakova@sinp.msu.ru).