

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

«КАСКАДНЫЕ ГИПЕРОНЫ В МАТЕРИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С
ПОТЕНЦИАЛАМИ СКИРМА»

Выполнил студент
213м группы
Насакин Артур Игоревич

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Третьякова Т. Ю.

Научный консультант:
к.ф.-м.н., доцент, Ланской Д.Е.

Допущен к защите
Зав. кафедрой чл.-корр. РАН
профессор Э.Э.Боос _____

МОСКВА

2024

Оглавление

Введение	2
1. Что нам известно?	5
1.1. Массы и радиусы нейтронных звезд	5
1.2. Событие GW170817	7
2. Описание модели	10
2.1. Потенциал Скирма	10
2.2. Равновесная бесконечная ядерная материя	11
2.3. Нейтронные звезды	15
2.4. Приливная деформируемость	15
3. Результаты	17
3.1. Нуклонная материя	17
3.2. Материя с учетом Λ -гиперонов	20
3.3. Точка появления гиперонов	24
Заключение	31
Список использованных источников	33
Приложение 1. NN -параметризации.	37
Приложение 2. ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -параметризации.	39
Приложение 3. $\Xi^- N$ -параметризации.	41

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена исследованию материи нейтронных звезд (НЗ), а именно влиянию свойств барион-барионных взаимодействий на характеристики НЗ.

Нейтронные звезды — это гидростатически равновесные звезды, состоящие преимущественно из нейтронов и имеющие плотность порядка ядерной. В НЗ реализуется широкий спектр экстремальных состояний вещества, недоступных для исследования в лаборатории, и поэтому они являются источником информации о свойствах барионных взаимодействий и ядерной материи в условиях, отличных от большинства стабильных ядер. В таких условиях может возникнуть дополнительная чувствительность к определенным свойствам барионных взаимодействий, поэтому изучение НЗ имеет большое значение и для ядерной физики.

При плотностях, близких к нормальной ядерной плотности, вещество нейтронных звезд предположительно состоит из нейтронов, протонов, электронов и мюонов, но при плотностях, в несколько раз ее превышающих, могут появиться гипероны. Первыми должны появляться наиболее легкие Λ -гипероны, наиболее легкие из отрицательно заряженных Σ^- -гипероны не появляются в материи нейтронных звезд из-за их отталкивания в ядерной материи и, по видимому, так же и в нейтронной материи [1, 2]. Вместо них роль заряженных гиперонов могут исполнить Ξ^- -гипероны, т.к. немногочисленные имеющиеся экспериментальные данные указывают, что ΞN -взаимодействие притягивающее [3]. Таким образом, следующими должны появляться Ξ^- -гипероны. За ними на очереди Ξ^0 [1, 2], однако на данный момент отсутствуют экспериментальные данные, которые позволили бы реалистично описать потенциал $\Xi\Xi$ - и $\Xi\Lambda$ -взаимодействий, а значит и корректно рассчитать параметры нейтронной

звезды с высоким содержанием Ξ -гиперонов. По этой причине в данной работе рассматриваются только Λ - и Ξ^- -гипероны, причем последние только около точки появления, где их количество невелико, и отсутствие $\Xi\Xi$ - и $\Xi\Lambda$ -взаимодействий не влечет за собой больших ошибок.

Хотя появление гиперонов в веществе нейтронной звезды при высоких сегодня кажется наиболее вероятным вариантом, существует проблема, называемая «hyperon puzzle». Дело в том, что модели, включающие гипероны, предсказывают максимальные массы нейтронных звезд, меньшие, чем массы в моделях без гиперонов, и меньшие, чем массы НЗ, полученные из наблюдений. Это связано с тем, что появление гиперонов существенно смягчает уравнение состояния вещества нейтронной звезды. Чтобы решить данную проблему, требуется более глубокое изучение гиперон-нуклонных и гиперон-гиперонных взаимодействий и поиск более жестких уравнений состояния [4, 5].

Новый всплеск интереса к физике нейтронных звезд вызван открытием слияния нейтронных звезд. 17 августа 2017 года гравитационные волны от слияния двух НЗ впервые были зарегистрированы детекторной системой LIGO-Virgo (GW170817) [6]. В настоящее время слияние нейтронных звезд считается основным астрофизическим местом протекания r-процесса. В 2019 году было получено первое астрофизическое подтверждение такого процесса: в данных GW170817 [7] был идентифицирован спектр стронция. Более того, это стало первым экспериментальным подтверждением того, что вещество нейтронных звезд действительно богато нейтронами. Помимо прочего, регистрация GW170817 дала нам первые экспериментальные оценки такой характеристики, как приливная деформируемость нейтронной звезды, которая может быть использована для наложения дополнительных ограничений на уравнения состояния материи НЗ.

Целью данной работы является исследование материи нейтронных звезд и расчет их характеристик с использованием информации о гиперонных взаимодействиях из физики гиперядер.

Задачи данной работы:

- На примере ядерной материи из нуклонов, лептонов и Λ -гиперонов изучить влияние свойств гиперонных взаимодействий на уравнение состояния материи и характеристики НЗ.
- Включить в рассмотрение приливную деформируемость и наложить новые ограничения на уравнения состояния.
- Рассмотреть вопрос о плотности ядерной материи, соответствующей появлению Λ - и Ξ^- -гиперонов.

Для решения задач был использован формализм, основанный на взаимодействии Скирма: получены соответствующие уравнения и создан комплекс программ. Параметризации нуклон-нуклонного взаимодействия форме сил Скирма хорошо зарекомендовали себя при расчетах характеристик ядер и широко используются в ядерной физике, соответствующие параметризации есть и для гиперонных взаимодействий, что позволяет ввести разные сорта частиц в одном подходе. Несомненным достоинством сил Скирма является возможность введение явной зависимости от плотности, которая имеет важное значение при описании НЗ.

1. Что нам известно?

1.1. Массы и радиусы нейтронных звезд

Подавляющее большинство точных измерений массы нейтронных звезд было выполнено с использованием радионаблюдений вращающихся пульсаров. В настоящее время в Галактике известно около 3200 пульсаров, значительное число которых можно характеризовать как радиопульсары, некоторые пульсары наблюдаются в рентгеновском диапазоне, а все большее количество обнаруживается в гамма-лучах.

Около 90% радиопульсаров являются изолированными. Их массы не измерены, поскольку все современные методы определения массы НЗ основаны на точном отслеживании орбитальных движений звезды в двойной системе по времени прихода наблюдаемых пульсаций. Около 250 пульсаров находятся в бинарных системах (три из них в многокомпонентных системах) [8].

До недавнего времени, распределение известных масс пульсаров задавалось распределением Гаусса с средним значением и шириной $1.35 \pm 0.04 M_{\odot}$. Однако существуют нейтронные звезды с массами около $2 M_{\odot}$. В настоящее время самыми массивными нейтронными звездами с достоверно измеренными массами являются пульсары PSR J1614-2230 [9, 10], PSR J0348+0432 [11], PSR J0740+6620 [12, 13] и PSR J0952-0607 [14] с массами $(1,908 \pm 0,016) M_{\odot}$, $(2,01 \pm 0,04) M_{\odot}$, $(2,08 \pm 0,07) M_{\odot}$ и $(2,35 \pm 0,17) M_{\odot}$, соответственно. Таким образом, последние наблюдательные данные требуют достижения в теоретических моделях максимальной массы не менее $2M_{\odot}$. Однако это оказывается сложной задачей из-за уменьшения максимальной массы НЗ в моделях с учетом вклада гиперонов.

За последнее десятилетие, благодаря использованию ряда различных методов, в вопросе измерения радиуса НЗ был достигнут значительный

прогресс. Методы включают в себя на обнаружение теплового излучения с поверхности звезды, измерение кажущегося углового размера НЗ, или определение влияния искривления пространства-времени нейтронной звезды на ее излучение [8]. Такие измерения требуют детального теоретического моделирования излучения НЗ и тщательного выбора его источников, поскольку поверхностное излучение звезды может быть искажено из-за аккреции вещества от звезды-компаньона или из-за сильного магнитного поля. Поэтому измерить радиус нейтронных звезд в двойных системах сложно, а измерить одновременно и массу, и радиус нейтронной звезды удается крайне редко. В результате основные экспериментальные ограничения, налагаемые на массу и радиус НЗ, вытекают из анализа закономерностей в существующих данных. Однако относительно точное значение радиуса $12,39_{-0,98}^{+1,30}$ км было получено для упомянутого выше пульсара PSR J0740+6620 [15].

Примеры сопоставления модельных расчетов и ограничений, накладываемых экспериментальными данными, приведены на рисунках 1 и 2. Области на рисунках обозначают ограничения на радиус и массу, полученные из различных измерений, кривые показывают теоретически полученные зависимости масс НЗ, соответствующие нескольким репрезентативным уравнениям состояния [8]. Для соответствия ограничениям хотя бы одна точка кривой должна попасть в выделенную область. Как можно заметить, проводить отбор исходя из подобных ограничений проблематично. По этой причине долгое время единственной проверяемой характеристикой была максимальная масса нейтронной звезды. В 2017 году был измерен гравитационный сигнал от слияния нейтронных звезд, что позволило определить экспериментальное значение новой характеристики – приливной деформируемости [16].

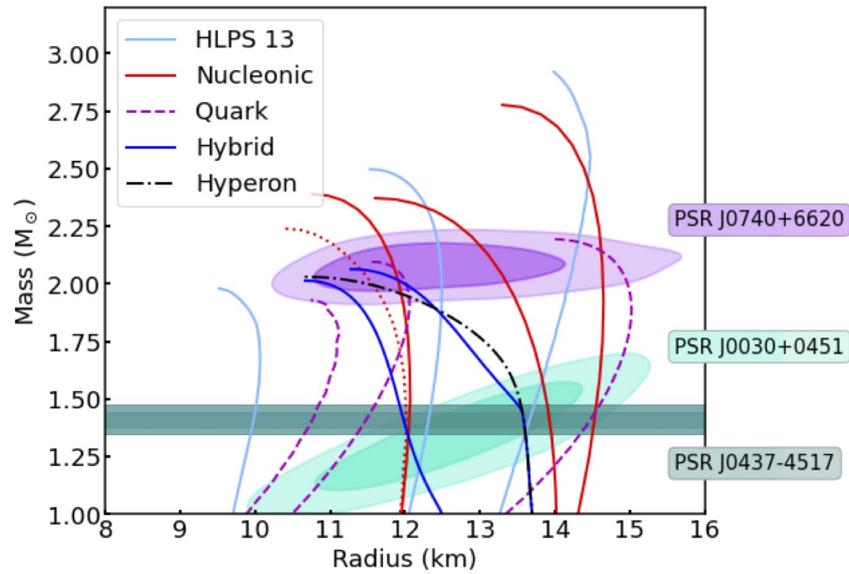


Рис. 1: Достоверные области массы-радиуса (темные: 68%, светлые: 95%), измеренные командой NICER X-PSI для PSR J0740+6620 и PSR J0030+0451, по сравнению с предсказаниями различных моделей уравнений состояния (кривые) [17].

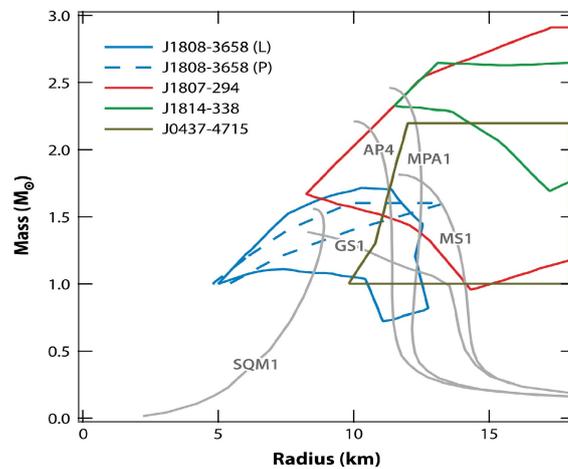


Рис. 2: Ограничения на радиусы и массы, полученные из анализа осциллограмм от аккреционных и вращающихся миллисекундных пульсаров [8].

1.2. Событие GW170817

GW170817 — первый зарегистрированный гравитационно-волновой всплеск, произошедший в результате слияния двух нейтронных звёзд.

Зарегистрирован 17 августа 2017г. тремя лазерно-интерферометрическими гравитационно-волновыми детекторами сети LIGO-Virgo [6, 18, 19].

На рисунке 3 представлены результаты моделирования слияния нейтронных звезд: звезды быстро вращаются друг вокруг друга и сближаются (1 кв.), происходит контакт поверхностей (2 кв.), процесс продолжается слиянием ядер двух звезд (3 и 4 кв.) и образованием единого компактного объекта (5 и 6 кв.) [16].

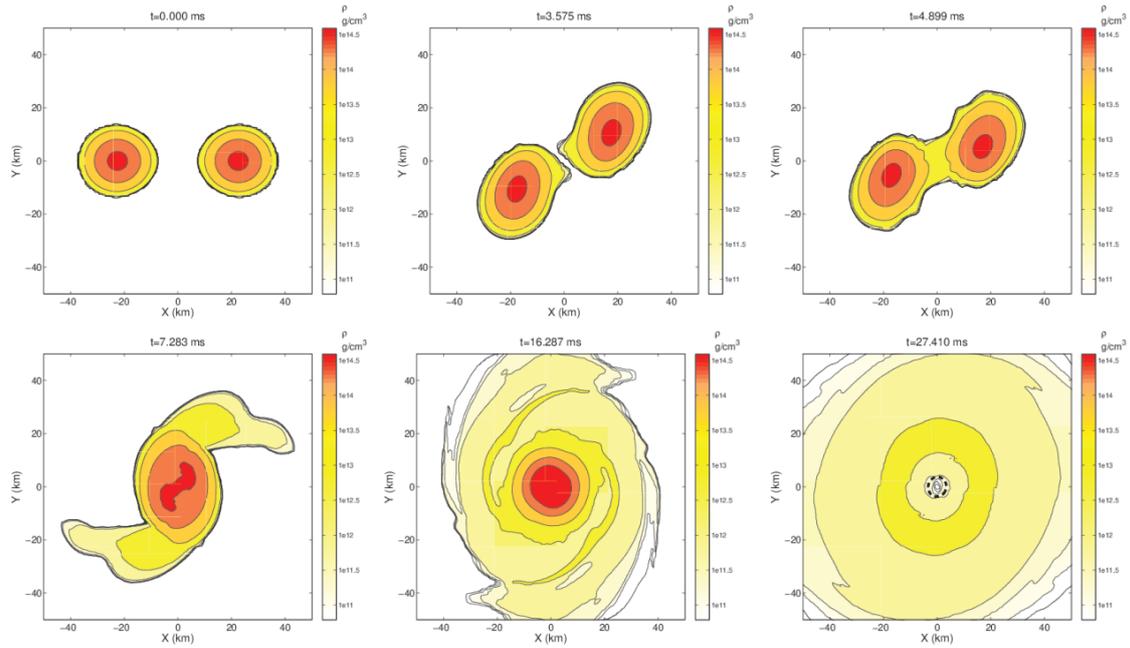


Рис. 3: Контуры изоплотности для эволюции системы двух нейтронных звезд [16].

Такая система испускает гравитационные волны как до и во время слияния, так и после. Из данного гравитационного сигнала ученые из коллаборации LIGO- Virgo извлекли усредненные характеристики наблюдаемой системы нейтронных звезд :

$$M_{chirp} = 1.186_{-0.001}^{+0.001} M_{\odot} \quad (1.1)$$

$$\bar{\Lambda} \leq 900, \quad (1.2)$$

где M_{chirp} и $\bar{\Lambda}$ - усредненные масса и коэффициент приливной деформируемости (точное определение будет дано в соответствующем

разделе) системы, которые определяются через индивидуальные характеристики звезд m_i и Λ_i , как

$$M_{chirp} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}, \quad (1.3)$$

$$\bar{\Lambda} = \frac{16}{13} \frac{(m_1 + 12m_2)m_1^4 \Lambda_1 + (m_2 + 12m_1)m_2^4 \Lambda_2}{(m_1 + m_2)^5}. \quad (1.4)$$

Из предположения, что одна из участвовавших в слиянии НЗ имела массу $1.4M_\odot$, были получены ограничения на ее радиус и коэффициент приливной деформируемости [6, 18, 19]:

$$\Lambda = 70 - 580, \quad (1.5)$$

$$R = 10.5 - 13.3 \text{ км}. \quad (1.6)$$

Именно данные ограничения вкупе с ограничением на максимальную предсказываемую массу НЗ в $2M_\odot$ далее будут использоваться в этой работе для отбора уравнений состояния материи.

2. Описание модели

2.1. Потенциал Скирма

Силы Скирма, благодаря простоте расчетов и прозрачности, хорошо зарекомендовали себя в расчетах структуры ядер и в приложении к расчетам уравнения состояния ядерной материи. В целом ряде работ подход с использованием взаимодействия Скирма применялся для расчета характеристик нейтронных звезд [20–22]. Одним из наиболее удачных приложений является Лионская серия параметризаций [23, 24], при создании которой учитывались не только свойства насыщения и характеристики ядер, но и результаты для чисто нейтронной материи.

В модели Скирма потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия вводится [25] как

$$\begin{aligned} V_{NN}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \\ & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \left[\vec{P}'^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{P}^2 \right] + \\ & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{P}' \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{P} + \\ & + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \left[n_N \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \end{aligned} \quad (2.1)$$

где $\vec{P} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2)$, действующий на правые обкладки, \vec{P}' - комплексно сопряженный к \vec{P} оператор, действующий на левые обкладки, $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)$, $\vec{\sigma}_i$ - матрицы Паули, n_N - нуклонная плотность. Первое слагаемое отвечает центральным силам, второе и третье - нелокальные члены, последнее - член, зависящий от плотности, описывающий многочастичные эффекты.

Данный потенциал можно обобщить на случай гиперон-нуклонного

и гиперон-гиперонного взаимодействий ($Y = \Lambda, \Xi^-$) [26]

$$\begin{aligned}
V_{YN}(\vec{r}_N^{\rightarrow}, \vec{r}_Y^{\rightarrow}) = & u_0(1 + y_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_Y^{\rightarrow} - \vec{r}_N^{\rightarrow}) + \\
& + \frac{1}{2} u_1 \left[\vec{P}'^2 \delta(\vec{r}_Y^{\rightarrow} - \vec{r}_N^{\rightarrow}) + \delta(\vec{r}_Y^{\rightarrow} - \vec{r}_N^{\rightarrow}) \vec{P}'^2 \right] + \\
& + u_2 \vec{P}' \delta(\vec{r}_Y^{\rightarrow} - \vec{r}_N^{\rightarrow}) \vec{P}' + \\
& + \frac{3}{8} u_3 (1 + y_3 P_\sigma) \left[n_N \left(\frac{\vec{r}_Y^{\rightarrow} + \vec{r}_N^{\rightarrow}}{2} \right) \right]^\gamma \delta(\vec{r}_Y^{\rightarrow} - \vec{r}_N^{\rightarrow}),
\end{aligned} \tag{2.2}$$

$$\begin{aligned}
V_{\Lambda\Lambda}(\vec{r}_1^{\rightarrow}, \vec{r}_2^{\rightarrow}) = & \lambda_0 \delta(\vec{r}_1^{\rightarrow} - \vec{r}_2^{\rightarrow}) + \\
& + \frac{1}{2} \lambda_1 \left[\vec{P}'^2 \delta(\vec{r}_1^{\rightarrow} - \vec{r}_2^{\rightarrow}) + \delta(\vec{r}_1^{\rightarrow} - \vec{r}_2^{\rightarrow}) \vec{P}'^2 \right].
\end{aligned} \tag{2.3}$$

В вышеописанных потенциалах параметры $t_i, x_i, \alpha, u_i, y_i, \gamma, \lambda_i$ являются феноменологическими коэффициентами, получающиеся путем подгонки под основные состояния конечных ядер и гиперядер, а также свойства ядерной материи. Характеристики $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия извлекаются из крайне скудных экспериментальных данных по $\Lambda\Lambda$ -гиперядрам [1], что объясняет упрощенный вид потенциала.

Потенциалы Скирма включают также спин-орбитальный член, однако его вклад в конечное уравнение состояния однородной неполяризованной ядерной материи равен 0, и потому в данной работе он не рассматривается.

Плотность энергии в приближении Хартри-Фока можно получить [20], как

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \int \varepsilon dV = \int (\varepsilon_{NN} + \varepsilon_{N\Lambda} + \varepsilon_{N\Xi} + \varepsilon_{\Lambda\Lambda}) dV, \tag{2.4}$$

$$H = \sum_{i=N,Y} T_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=N,Y} V_{ij}, \tag{2.5}$$

где T_i — кинетическая энергия, ε — плотность энергии, включающая вклад взаимодействия барионов и кинетическую энергию.

2.2. Равновесная бесконечная ядерная материя

В данной работе рассматривается бесконечная материя, состоящая из нуклонов, мюонов, электронов и Λ - и Ξ -гиперонов, находящаяся в

состоянии химического равновесия. Важными характеристиками ядерной материи являются заселенности составляющих ее частиц (Y_i). Y_i — это отношения числа частиц i к общему числу барионов. В данной работе будут использоваться протонная, нейтронная, электронная, мюонная и гиперонная заселенности ($i = p, n, e, \mu, \Lambda, \Xi^-$). Данная материя характеризуется следующей системой уравнений на химические потенциалы:

$$\begin{cases} \mu_p + \mu_e = \mu_n \\ \mu_\mu = \mu_e \\ \mu_n = \mu_\Lambda \\ 2\mu_n = \mu_p + \mu_\Xi, \end{cases} \quad (2.6)$$

где химические потенциалы барионов рассчитываются, как

$$\mu_i = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_i} + m_i, \quad (2.7)$$

а химические потенциалы лептонов

$$\mu_e = \sqrt{m_e^2 + (3\pi Y_e n)^{2/3}}, \quad (2.8)$$

$$\mu_\mu = \sqrt{m_\mu^2 + (3\pi Y_\mu n)^{2/3}}, \quad (2.9)$$

где $n = n_p + n_n + n_\Lambda + n_\Xi$ — барионная плотность. В данной работе рассматривается холодная безнейтринная материя нейтронной звезды, где химический потенциал нейтрино μ_ν равен нулю, и потому в системе (2.6) отсутствует.

Учитывая барионный состав материи, а также закон сохранения электрического заряда, получим следующие связи между заселенностями различных частиц

$$Y_p + Y_n + Y_\Lambda + Y_\Xi = 1, \quad (2.10)$$

$$Y_e + Y_\mu + Y_\Xi = Y_p. \quad (2.11)$$

Таким образом фиксируя барионную плотность получим четыре независимых переменных ($Y_p, Y_e, Y_\Lambda, Y_\Xi$) и две переменных, выражающихся

через них (Y_μ, Y_n) . Данная замена преобразует систему (2.6) в систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными:

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p, Y_\Lambda, Y_\Xi) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p, Y_\Lambda, Y_\Xi) \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e, Y_\Xi) = \mu_e(Y_e) \\ \mu_n(Y_p, Y_\Lambda, Y_\Xi) = \mu_\Lambda(Y_p, Y_\Lambda) \\ 2\mu_n(Y_p, Y_\Lambda, Y_\Xi) = \mu_p(Y_p, Y_\Lambda, Y_\Xi) + \mu_\Xi(Y_p, Y_\Lambda, Y_\Xi). \end{cases} \quad (2.12)$$

При низких плотностях в материи без гиперонов ($Y_\Lambda = Y_\Xi = 0$) следует исключить соответствующие им уравнения из системы (2.6) и заселенности из условий (2.10,2.11). Тогда система (2.12) сведется к

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p) \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e) = \mu_e(Y_e). \end{cases} \quad (2.13)$$

При достижении плотности n_N при которой появляются гипероны, начинают выполняться соответствующие им уравнения в системе (2.6). Запишем их следующим образом

$$-\widetilde{\mu}_\Lambda = m_\Lambda - m_n - \widetilde{\mu}_n \quad (2.14)$$

$$-\widetilde{\mu}_\Xi = m_\Xi + m_p + \widetilde{\mu}_p - 2m_n - 2\widetilde{\mu}_n, \quad (2.15)$$

где $\widetilde{\mu}_i = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_i}$. Заметим, что левая часть данных уравнений – это энергия связи гиперона в чисто нуклонной материи:

$$D_Y \equiv -\widetilde{\mu}_Y, \quad (2.16)$$

и обозначим правую часть данных уравнений, как критическую энергию гиперона:

$$D_\Lambda^{cr} = m_\Lambda - m_n - \widetilde{\mu}_n \quad (2.17)$$

$$D_\Xi^{cr} = m_\Xi + m_p + \widetilde{\mu}_p - 2m_n - 2\widetilde{\mu}_n. \quad (2.18)$$

Таким образом, условие появления гиперонов [27]:

$$D_Y = D_Y^{cr} \quad (2.19)$$

Зная состав материи и численно решая соответствующие системы уравнений для различных значений плотности, получим зависимости $Y_p(n), Y_e(n), Y_\Lambda(n), Y_\Xi(n)$, подставляя данные зависимости в выражение для плотности энергии, получим следующую зависимость от барионной плотности:

$$\varepsilon(n) = \varepsilon(n, Y_p(n), Y_\Lambda(n), Y_e(n), Y_\Xi(n)). \quad (2.20)$$

С помощью данной зависимости можно рассчитать необходимые нам характеристики. Энергия симметрии (S) и ее производные (L, K_{sym}) определяются, как:

$$S(n) = \left. \frac{1}{8} \frac{\partial^2(\varepsilon/n)}{\partial Y_p^2} \right|_{Y_p=1/2}, \quad (2.21)$$

$$L(n) = 3n \left(\frac{\partial S}{\partial n} \right), \quad (2.22)$$

$$K_{sym}(n) = 9n^2 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial n^2} \right), \quad (2.23)$$

давление рассчитывается, как

$$p = n^2 \frac{\partial(\varepsilon/n)}{\partial n}, \quad (2.24)$$

а выражение для полной плотности энергии, включающей энергии покоя барионов и вклад лептонов, имеет вид

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon + n_n m_n + n_p m_p + n_\Lambda m_\Lambda + n_\Xi m_\Xi + \varepsilon_e(n_e) + \varepsilon_\mu(n_\mu), \quad (2.25)$$

где ε_e и ε_μ — плотности энергии электронов и мюонов, соответственно. Их можно получить следующим образом. Число состояний для свободных электронов в единице объема определяется максимальным импульсом k_F :

$$dn = \frac{d^3 k}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi\hbar)^3} \quad (2.26)$$

$$n_e = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F} k^2 dk = \frac{k_F^3}{3\pi^2\hbar^3} \quad (2.27)$$

Дополнительная двойка в числителе появляется за счет того, что на каждом энергетическом уровне электрон имеет два возможных направления спина. Из предыдущего выражения (2.27) получим значение

для импульса Ферми:

$$k_F = \hbar \sqrt[3]{3\pi^2 n_e} \quad (2.28)$$

Тогда плотность энергии электронов определяется, как

$$\epsilon_e(n_e) = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F(n_e)} \sqrt{k^2 + m_e^2} k^2 dk \quad (2.29)$$

и аналогично для мюонов

$$\epsilon_\mu(n_\mu) = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F(n_\mu)} \sqrt{k^2 + m_\mu^2} k^2 dk \quad (2.30)$$

Результатом (2.24) и (2.25) с учетом (2.26 - 2.30) являются зависимости $\epsilon_{tot}(n)$ и $p(n)$, что дает нам необходимую для дальнейших расчетов численную зависимость $\epsilon_{tot}(p)$.

2.3. Нейтронные звезды

В данной работе рассматриваются невращающиеся сферически симметричные равновесные нейтронные звезды. Для расчета их характеристик численно решается система уравнений Толмана-Оппенгеймера-Волкова [28, 29]:

$$\frac{dp(r)}{dr} = -\frac{\epsilon(r)m(r)}{r^2} \left(1 + \frac{p(r)}{\epsilon(r)}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{m(r)}\right) \left(1 - \frac{2m(r)}{r}\right)^{-1}, \quad (2.31)$$

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi\epsilon(r)r^2, \quad (2.32)$$

где $p(r)$ — давление на расстоянии r от центра звезды,

$\epsilon(r) \equiv \epsilon_{tot}(p(r))$ — 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 $G = c = 1$.

2.4. Приливная деформируемость

Приливная деформируемость нейтронной звезды — величина, характеризующая насколько изменится форма звезды под действием внешних гравитационных сил. В данной работе рассматриваются только квадрупольные возмущения. Коэффициент приливной деформируемости

определяется как коэффициент пропорциональности между внешним приливным полем ε_{ij} и квадрупольным моментом самой звезды Q_{ij} [30,31]:

$$Q_{ij} = -\lambda\varepsilon_{ij}. \quad (2.33)$$

Однако приливные деформации удобнее описывать с помощью безразмерного коэффициента:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{M^5}, \quad (2.34)$$

где M – масса нейтронной звезды.

Данный коэффициент может быть выражен через приливное число Лава k_2 и параметр компактности $C \equiv M/R$ (R – радиус нейтронной звезды), как

$$\Lambda = \frac{2}{3}k_2C^{-5}. \quad (2.35)$$

Приливное число Лава вычисляется из следующего выражения [32–34]:

$$\begin{aligned} k_2 = & \frac{8}{5}C^5(1 - 2C)^2[2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \\ & \times \{2C[6 - 3y_R + 3C(5y_R - 8)] \\ & + 4C^3[13 - 11y_R + C(3y_R - 2) + 2C^2(1 + y_R)] \\ & + 3(1 - 2C^2)^2[2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \ln(1 - 2C)\}^{-1}, \end{aligned} \quad (2.36)$$

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

$$r \frac{dy(r)}{dr} + y(r)^2 + y(r)F(r) + r^2Q(r) = 0, \quad (2.37)$$

где

$$\begin{aligned} F(r) &= \frac{r - 4\pi r^3[\varepsilon(r) - p(r)]}{r - 2m(r)}, \\ Q(r) &= \frac{4\pi r[5\varepsilon(r) + 9p(r) + \frac{\varepsilon(r)+p(r)}{\partial p(r)/\partial \varepsilon(r)} - \frac{6}{4\pi r^2}]}{r - 2m(r)}. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Для выбранного уравнения состояния $\varepsilon(p)$ уравнение (2.37) решается параллельно с уравнениями Толмана-Оппенгеймера-Волкова (2.31)(2.32), с граничными условиями $y(0) = 2$, $p(0) = p_c$, $m(0) = 0$ [33,34].

3. Результаты

В рамках нерелятивистского подхода с использованием сил Скирма были рассчитаны такие характеристики НЗ, как масса M , радиус R и коэффициент приливной деформируемости Λ . Появление данных про Λ -гиперонам позволяет по новому взглянуть на ограничения накладываемые на уравнения состояния как чисто нуклонной материи, так и для материи с Λ -гиперонами - видно, что важную роль играет значение нуклонной плотности при которой появляются гипероны [35, 36]

Далее рассматривается взаимосвязь между свойствами нуклонных и гиперонных взаимодействий и расчетными характеристиками барионной материи и НЗ.

3.1. Нуклонная материя

Для начала рассмотрим модель, в которой нейтронные звезды состоят только из нуклонов и лептонов. Для этого будем использовать набор рекомендуемых в работе [21] параметризаций Скирма для нуклон-нуклонного взаимодействия, приведенный в приложении в таблице 5. В работе [21] были рассмотрены более 80 различных параметризаций NN -сил Скирма, и был проведен отбор в ходе которого особое внимание уделялось зависимости энергии симметрии S от плотности, предсказываемой этими параметризациями. Некоторые параметризации дают монотонный рост энергии симметрии с плотностью, другие достигают максимума при некоторой плотности, в работе [21] отмечается, что только взаимодействия первой группы позволяют удовлетворительно описать экспериментальные оценки масс и радиусов НЗ, и потому данная группа признана более реалистичной. В рамках данной работы мы протестировали некоторые из этих параметризаций по иным критериям.

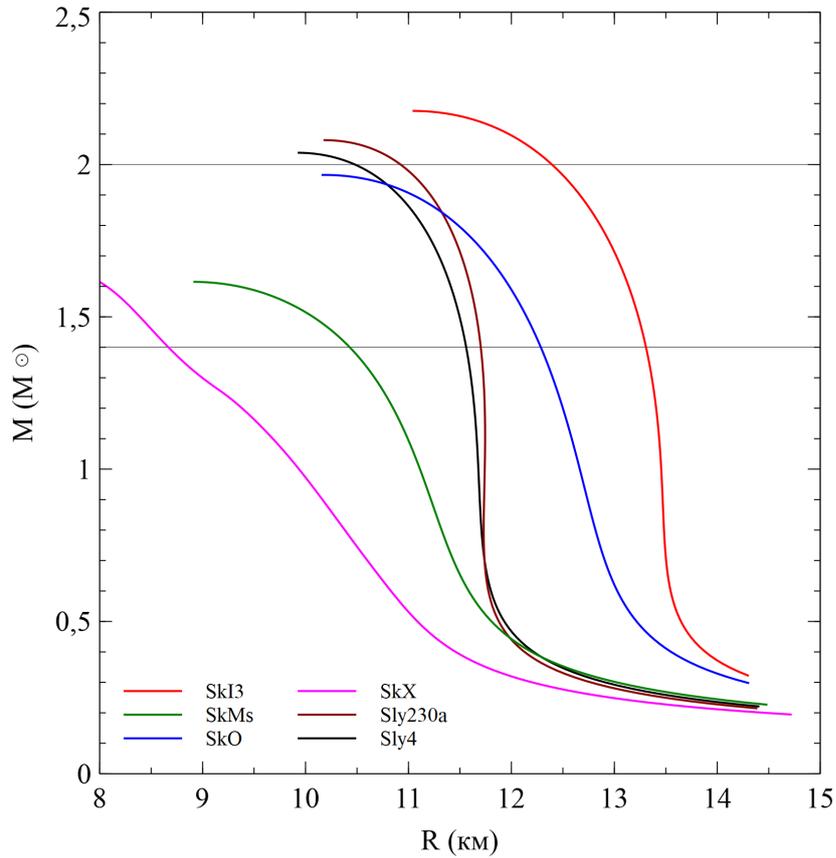


Рис. 4: Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для различных параметризаций нуклон-нуклонных сил.

На рисунке 4 показана зависимость массы нейтронной звезды от ее радиуса, а также отмечены ограничения, по которым будет проводиться отбор уравнений состояния: $2M_{\odot}$ для отбора по максимальной предсказываемой массе и $1.4M_{\odot}$ для отбора по коэффициенту приливной деформируемости (ограничения (1.5) и (1.6) накладываются на звезды с массой $1.4M_{\odot}$). Как можно видеть, ограничению по максимальной массе не соответствуют две параметризации: SkX и SkM*. Это уже позволяет провести отбор среди рассматриваемых уравнений состояния.

На рисунке 5 представлена зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса и массы соответственно, а также нанесены ранее обсуждавшиеся экспериментальные ограничения:

$$\Lambda = 70 - 580$$

$$R = 10.5 - 13.3 \text{ км}$$

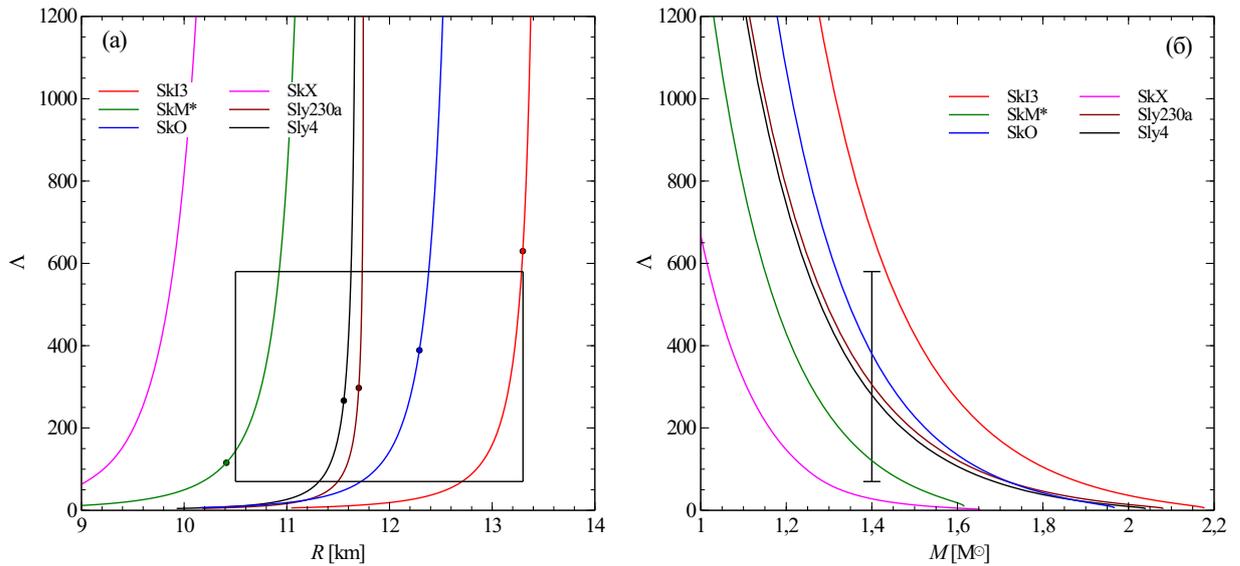


Рис. 5: Зависимость коэффициента приливной деформируемости нейтронной звезды от радиуса (а) и массы (б) для различных параметризаций нуклон-нуклонных сил.

для звезд массой $1.4M_{\odot}$. Для рисунка 5(б) они представляют интервал через который должна пройти кривая, а для рисунка 5(а) — область в которую должна попасть точка кривой, соответствующая звезде массой $1.4M_{\odot}$.

Отбор по коэффициенту приливной деформируемости дает отличные от отбора по максимальной массе результаты. Так параметризация SkI3, дающая наибольшую массу из всех рассматриваемых уравнений состояния, не соответствует критериям отбора, и в то же время SkO, давшая массу меньше чем $2M_{\odot}$, отлично удовлетворяет ограничениям. Параметризации SLy4 и SLy230a также проходят отбор по коэффициенту приливной деформируемости, что делает их лучшими из рассматриваемых.

Основные из обсуждаемых выше характеристик нейтронных звезд собраны в таблице 1. Как можно видеть, наблюдается корреляция между расчетными характеристиками НЗ и характеристиками NN -взаимодействия. Подобный результат был получен в работе [37], в рамках которой среди рассмотренных характеристик NN -взаимодействия первая L и вторая K_{sym} производные энергии симметрии показали наибольшую величину корреляции с характеристиками НЗ. Причиной этому может

являться то, что производные энергии симметрии S определяют ее поведение, как функции от плотности при больших плотностях.

Таблица 1: Характеристики нейтронных звезд для различных NN -параметризаций Скирма. Для нейтронной звезды с массой $1.4M_{\odot}$ приведены радиус $R_{1.4}$ (км) и коэффициент приливной деформируемости $\Lambda_{1.4}$, указаны максимальная предсказываемая масса нейтронной звезды $M_{max}(M_{\odot})$ и радиус, при котором эта масса достигается R_{max} (км). Для NN -параметризаций Скирма приведены первая L (МэВ) и вторая K_{sym} (МэВ) производные энергии симметрии при плотности $n_0 = 0.16fm^{-3}$.

Skyme	$R_{1.4}$	$\Lambda_{1.4}$	M_{max}	R_{max}	$K_{sym}(n_0)$	$L(n_0)$
SkI3	13.3	708	2.18	11.0	73.04	100.5
SkO	12.3	389	1.97	10.2	-43.17	79.14
SLy230a	11.7	297	2.08	10.1	-98.22	44.32
SLy4	11.6	266	2.04	9.9	-119.73	45.94
SkM*	10.4	116	1.61	8.9	-155.94	45.78
SkX	8.7	27	1.65	7.6	-252.12	33.18

Для дальнейшего исследования влияния введения в рассмотрение Λ -гиперонов на уравнения состояния и предсказываемые ими параметры, а, значит, и результаты отбора, выберем две параметризации, удовлетворяющие условию максимальной массы, одна из которых соответствует ограничениям по коэффициенту приливной деформируемости, а вторая - нет. Это SkI3, дающая наибольшую массу, и SLy230a, прошедшая оба отбора.

3.2. Материя с учетом Λ -гиперонов

Для учета наличия гиперонов в нейтронной звезде будем использовать параметризации Скирма для ΛN - (параметры взаимодействий приведены в приложении в таблице 9) и $\Lambda\Lambda$ - (таблица 11) взаимодействий.

Для параметризаций SkI3 и SLy230a построены зависимости с учетом ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий. На рисунке 6 показана зависимость массы НЗ от радиуса для различных параметризаций ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -сил и отмечены массы в $2M_{\odot}$ (используется для отбора по максимальной

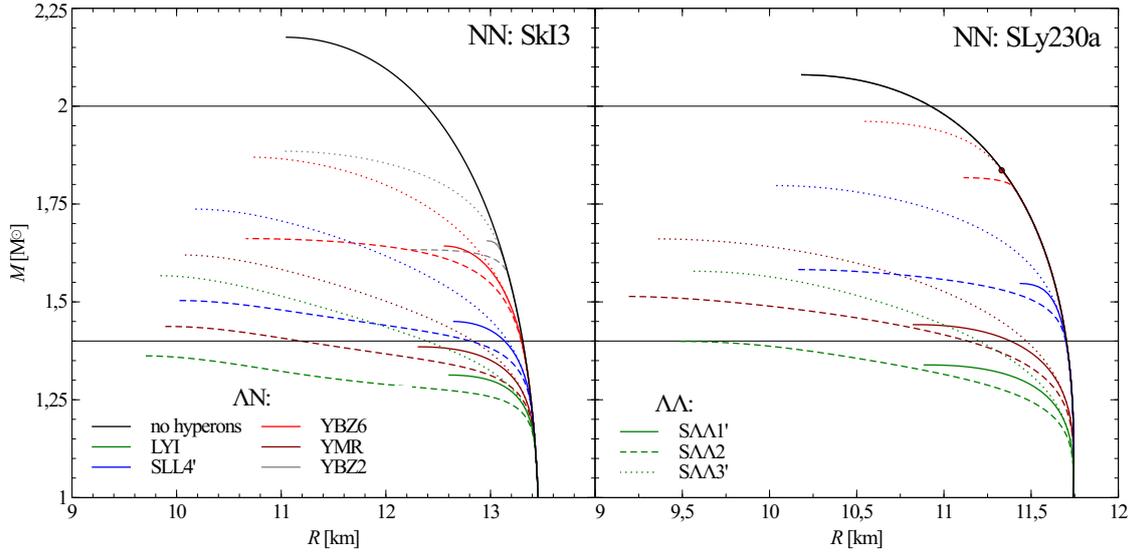


Рис. 6: Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для параметризаций SkI3 и SLy230a с различными параметризациями ΛN и $\Lambda\Lambda$ сил; цвет линий соответствует ΛN -взаимодействиям; тип линии – $\Lambda\Lambda$ -взаимодействиям.

массе) $1.4M_{\odot}$ (используется для отбора по приливной деформируемости), также на рисунке 6 точкой отмечен конец кривой для параметризации ΛN -взаимодействия YBZ6 и $\Lambda\Lambda$ -сил SLL1', визуально неотличимой от остальных. Можно видеть, что в целом введение в рассмотрение Λ -гиперонов смягчает исходное уравнение состояния, то есть проявляется «hyperon puzzle». Таким образом, даже для параметризации SkI3, предсказывавшей наибольшую массу нейтронной звезды в случае чисто нуклонной материи, все получившиеся с учетом появления Λ -гиперонов уравнения состояния дают максимальную массу меньше, чем $2M_{\odot}$, а некоторые даже меньше, чем $1.4M_{\odot}$ (комбинации параметризаций ΛN и $\Lambda\Lambda$ сил YMR и SLL1', LY1 и SLL1', LY1 и SLL2), из-за этого на них невозможно наложить ограничения (1.5, 1.6). Однако стоит отметить, что параметризация $\Lambda\Lambda$ взаимодействия SLL3' дает более жесткое уравнение состояния по сравнению с другими $\Lambda\Lambda$ параметризациями, что позволяет для комбинации YBZ6_SLL3' приблизиться к искомой массе в $2M_{\odot}$, а для SLy230a (рисунок 6) даже практически достичь ее. Так же в целом параметризации в комбинации с SLy230a дают большую максимальную массу по сравнению с комбинациями с SkI3, несмотря на то, что изначально для нуклонной материи SkI3 дает большую массу. Это связано, в частности,

с тем, что гипероны в случае с SLy230a появляются позже, чем в случае с SkI3.

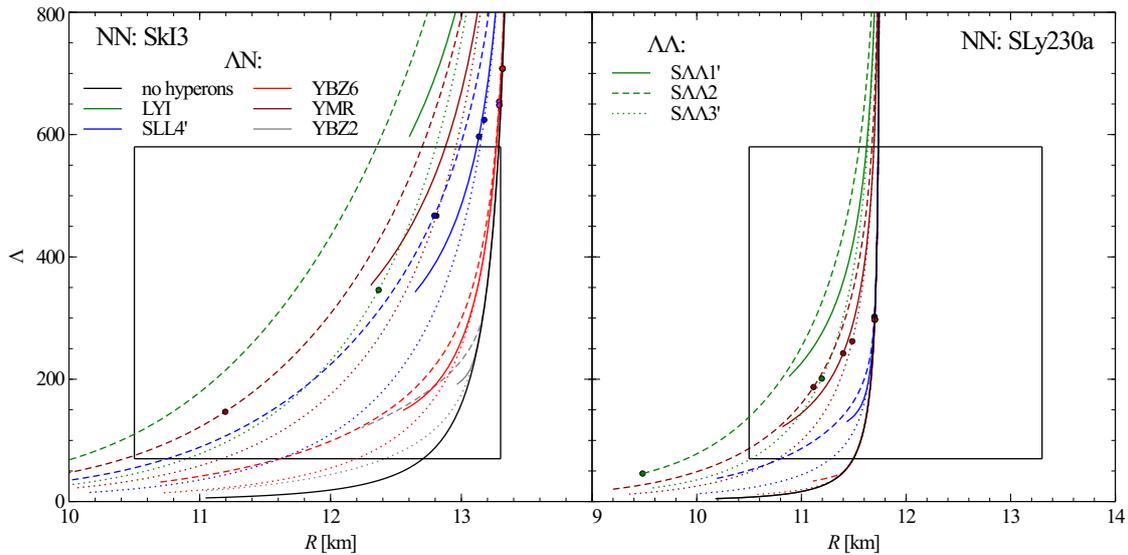


Рис. 7: Зависимость коэффициента приливной деформируемости нейтронной звезды от радиуса для параметризаций SkI3 и SLy230a с различными параметризациями ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -сил.

На рисунках 7 и 8 показана зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса и массы НЗ соответственно, а также нанесены экспериментальные ограничения. Введение гиперонов позволило некоторым комбинациям параметризаций ΛN и $\Lambda\Lambda$ сил (LYI_SAA3', SLL4'_SAA2, YMR_SAA2) с NN взаимодействием SkI3, изначально не прошедшим отбор, удовлетворить экспериментальным ограничениям на величину приливной деформируемости Λ , и наоборот, комбинации LYI_SAA1', LYI_SAA2 с SLy230a, удовлетворявшей накладываемым ограничениям по Λ в случае нуклонной материи, не проходят отбор.

Также стоит отметить, что для нуклон-нуклонных сил SkI3, комбинации параметризаций гиперон-нуклонных и гиперон-гиперонных взаимодействий, лучше всего удовлетворяющие условиям по коэффициенту приливной деформируемости, хуже всех соответствуют ограничениям по максимальной массе (ниже них лежат только параметризации, дающие максимальную массу меньше $1.4M_{\odot}$, а, значит, изначально в отборе не участвующие). Для комбинаций с Sly230a ситуация отличается - почти все комбинации параметризаций ΛN и $\Lambda\Lambda$

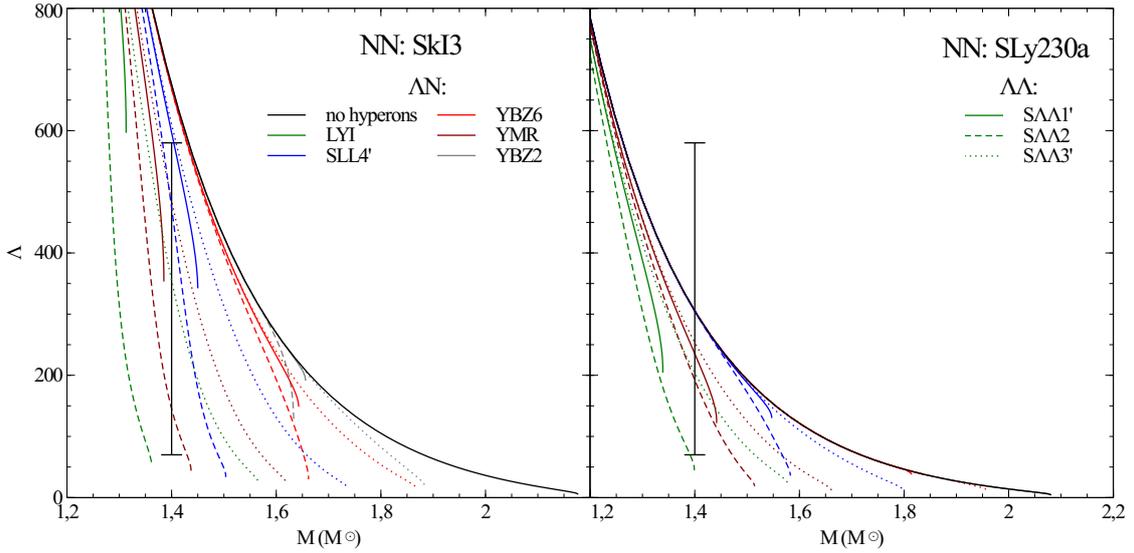


Рис. 8: Зависимость коэффициента приливной деформируемости нейтронной звезды от массы для параметризаций SkI3 и SLy230a с различными параметризациями ΛN и $\Lambda\Lambda$ сил.

Таблица 2: Характеристики нейтронных звезд для различных параметризаций ΛN и $\Lambda\Lambda$ сил для выбранных параметризаций NN взаимодействия. Для нейтронной звезды с массой $1.4M_{\odot}$ приведены радиус $R_{1.4}$ (км) и коэффициент приливной деформируемости $\Lambda_{1.4}$, указаны предсказываемая максимальная масса нейтронной звезды $M_{max}(M_{\odot})$ и радиус при котором эта масса достигается R_{max} (км).

ΛN	$\Lambda\Lambda$	SkI3				SLy230a			
		$R_{1.4}$	$\Lambda_{1.4}$	M_{max}	R_{max}	$R_{1.4}$	$\Lambda_{1.4}$	M_{max}	R_{max}
LYI	S $\Lambda\Lambda$ 1'	-	-	1.31	12.6	-	-	1.34	10.9
LYI	S $\Lambda\Lambda$ 2	-	-	1.36	9.7	9.5	46	1.40	9.5
LYI	S $\Lambda\Lambda$ 3'	12.4	346	1.58	9.8	11.2	201	1.58	9.6
SLL4'	S $\Lambda\Lambda$ 1'	13.1	597	1.45	12.6	11.7	300	1.55	11.4
SLL4'	S $\Lambda\Lambda$ 2	12.8	468	1.50	10.0	11.7	302	1.58	10.2
SLL4'	S $\Lambda\Lambda$ 3'	13.1	624	1.74	10.2	11.7	301	1.80	10.0
YBZ6	S $\Lambda\Lambda$ 1'	13.3	648	1.64	12.6	11.7	297	1.84	11.3
YBZ6	S $\Lambda\Lambda$ 2	13.3	654	1.66	10.7	11.7	297	1.82	11.1
YBZ6	S $\Lambda\Lambda$ 3'	13.3	649	1.87	10.7	11.7	297	1.96	10.5

сил проходят отбор, в том числе и комбинация YBZ6_S $\Lambda\Lambda$ 3', дающая максимальную массу нейтронной звезды близкую к $2M_{\odot}$, что делает ее лучшей из рассматриваемых. Основные обсуждаемые характеристики

нейтронных звезд с учетом наличия гиперонов продемонстрированы в таблице 2.

3.3. Точка появления гиперонов

Как можно видеть из рисунков 6 и 7, характеристики нейтронных звезд зависят от точки появления Λ -гиперонов. В случае параметризации SkI3 гипероны появляются при меньших плотностях, чем в случае с SLy230a. Таким образом, несмотря на то, что параметризация SkI3 в случае чисто нуклонной материи давала наибольшую максимальную массу, при добавлении гиперонов она проигрывает SLy230a по данному критерию. Также из-за того что для SLy230a плотность в точке появления велика, для многих комбинаций гиперон-нуклонных параметризаций с SLy230a гипероны появляются лишь в звездах с массой больше $1.4M_{\odot}$, что позволяет этим комбинациям автоматически пройти отбор по коэффициенту приливной деформируемости, т.к. в случае чисто нуклонной материи SLy230a удовлетворяет данному отбору. Таким образом может показаться, что один из вариантов решения «hyperon puzzle» состоит в том, чтобы взять уравнение состояния при котором Λ -гипероны не появляются, однако в таком случае появятся Ξ^{-} -гипероны, а если и они не появятся, то за ними последуют Ξ^0 , Δ , K и т.д.

Чтобы провести более подробный анализ вопроса о плотности материи в точке появления гиперонов, в дополнение вышеупомянутым параметризациям будем использовать дополнительный набор параметризаций Скирма для NN - и ΛN -взаимодействий, а так же рассмотрим Ξ^{-} -гипероны, которые должны появляться следующими после Λ -гиперонов, вычислим плотности, при которых они появляются, и сравним результаты в рамках нашей модели. В качестве дополнительного набора NN -взаимодействий возьмем список рекомендуемых в работе [22] параметризаций, для ΛN в дополнение возьмем некоторые параметризации из работ [38–40], и для $\Xi^{-}N$ параметризации из работ [3, 41]. Параметры вышеупомянутых наборов параметризаций приведены в приложении в таблицах 6,7,10 и 13.

Величины D_Y и D_Y^{cr} , входящие в условие появления гиперонов (2.19), изображены на рисунке 9, где каждой кривой D_Y соответствует ΛN -взаимодействие, а каждой кривой D_Y^{cr} – NN -взаимодействие, таким образом, для каждой конкретной комбинации параметризаций плотность, при которой появляются гипероны, определяется точкой пересечения соответствующих кривых. Из рисунка 9 видно, в частности, что кривая,

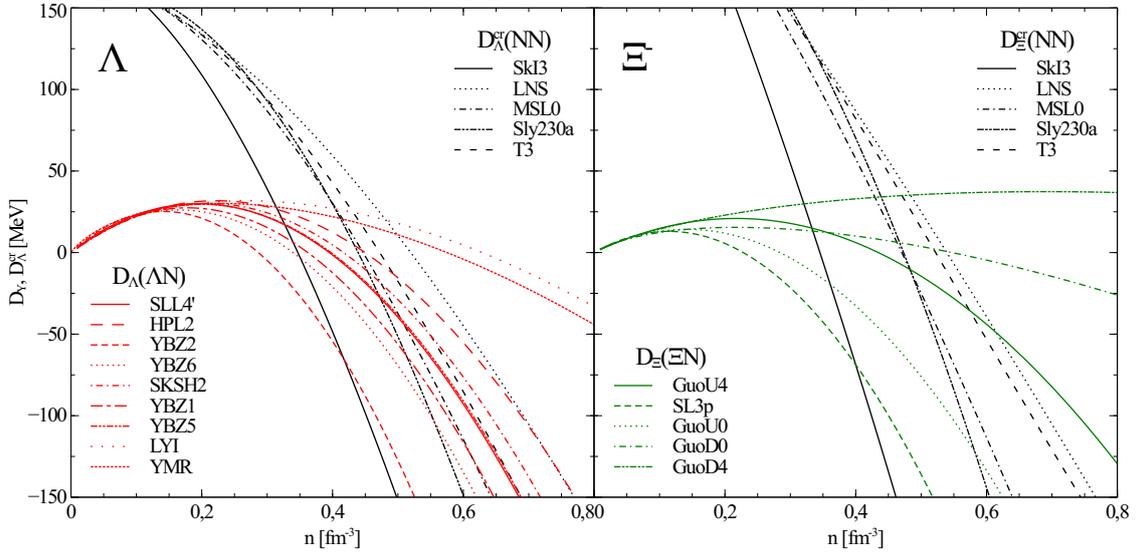


Рис. 9: Зависимость энергии связи гиперона D_Y и критической энергии гиперона D_Y^{cr} от плотности для различных параметризаций.

соответствующая SkI3, проходит левее кривой для SLy30a, что дает меньшее значение плотности в точке появления гиперонов и вызывает вышеописанные эффекты.

В нашей модели Ξ^- -гипероны должны появляться позже, чем Λ -гипероны, однако, существуют комбинации параметризаций для которых порядок появления обратный (например NN : SkI3, ΛN : YBZ2, $\Xi^- N$: GuoU0). Также существуют комбинации (например NN : LNS, ΛN : YBZ2) при которых Λ -гипероны не появятся вообще, но в таком случае первыми появятся Ξ^- -гипероны. Однако, существуют комбинации (например NN : MSL0, ΛN : YBZ2, $\Xi^- N$: SL3p) при которых не появляются как Λ -, так и Ξ^- -гипероны.

Рассмотрим корреляции между плотностью n_N в точке появления гиперонов и различными характеристиками нуклон-нуклонных и гиперон-нуклонных параметризаций. Для нуклон-нуклонных взаимодействий в

качестве характеристики использовались энергия симметрии S и ее производные L и K_{sym} , задающиеся формулами (2.21-2.23) (приведены в приложении в таблице 8). В качестве характеристик гиперон-нуклонного взаимодействия были использованы сжимающая способность гиперон-нуклонного взаимодействия K_Y и ее производная L_Y , определяющиеся, как [42]:

$$K_Y(n_N) = 3n_N \frac{d\widetilde{D}_Y}{dn_N}, \quad (3.1)$$

$$L_Y(n_N) = 9n_N^2 \frac{d^2\widetilde{D}_Y}{dn_N^2}, \quad (3.2)$$

где $\widetilde{D}_Y = D_Y|_{Y_p=1/2}$ – энергия связи гиперона в случае симметричной чисто нуклонной материи (приведены в приложении в таблицах 12 и 14).

Для численной оценки величины корреляций использовался коэффициент корреляции Пирсона. Значение коэффициента может варьироваться от 1 до -1 и определяет величину линейной корреляции между двумя величинами, при этом знак указывает на наличие прямой или обратной зависимости. В таблицах (3) и (4) представлены коэффициенты Пирсона для корреляций между плотностью в точках появления гиперонов и вышеописанными характеристиками взаимодействий при различных значениях нуклонной плотности, где $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ – ядерная плотность в точке насыщения.

Среди характеристик гиперон-нуклонного взаимодействия наиболее сильно коррелируют с плотностью в точке появления гиперонов сжимающая способность K_Y при нуклонной плотности $3n_0$ и ее производная L_Y при плотности n_0 . Для $L_\Lambda(n_0)$ подобный результат был так же получен в работе [43]. Данные зависимости изображены на рисунках 10 и 11.

Объяснение столь явной зависимости может состоять в следующем. Как можно видеть на рисунке 9, кривые, соответствующие D_Y , не пересекаются между собой в области, в которой мы ищем решение, а значит может существовать характеристика по которой они упорядочены. На роль такой характеристики подходит производная D_Y – сжимающая способность ΛN -взаимодействия. В свою очередь, плотность $3n_0$ лежит

Таблица 3: Средние коэффициенты Пирсона для корреляции между плотностью в точке появления гиперонов n_N и характеристиками NN -взаимодействий: энергией симметрии $S(2.21)$, ее первой и второй производными $L(2.22)$ и $K_{sym}(2.23)$ при значениях плотности $n_0 = 0.16 fm^{-3}$ и $3n_0$.

Хар-ка NN	Коэфф. Пирсона	
	Λ	Ξ^-
$S(n_0)$	-0.27	-0.33
$S(3n_0)$	-0.79	-0.77
$L(n_0)$	-0.72	-0.70
$L(3n_0)$	-0.82	-0.79
$K_{sym}(n_0)$	-0.84	-0.79
$K_{sym}(3n_0)$	-0.72	-0.71

Таблица 4: Средние коэффициенты Пирсона для корреляции между плотностью в точке появления гиперонов n_N и характеристиками YN -взаимодействий ($Y = \Lambda, \Xi^-$): сжимающей способностью $K_Y(3.1)$ и ее производной $L_Y(3.2)$ при значениях плотности $n_0 = 0.16 fm^{-3}$, $2n_0$ и $3n_0$.

Хар-ка ΛN	Коэфф. Пирсона	Хар-ка $\Xi^- N$	Коэфф. Пирсона
$K_\Lambda(n_0)$	-0.70	$K_\Xi(n_0)$	-0.83
$K_\Lambda(2n_0)$	-0.89	$K_\Xi(2n_0)$	-0.96
$K_\Lambda(3n_0)$	-0.91	$K_\Xi(3n_0)$	-0.95
$L_\Lambda(n_0)$	-0.90	$L_\Xi(n_0)$	-0.94
$L_\Lambda(2n_0)$	-0.89	$L_\Xi(2n_0)$	-0.93
$L_\Lambda(3n_0)$	-0.87	$L_\Xi(3n_0)$	-0.92

ближе к значениям, при которых появляются гипероны, чем остальные выбранные значения, что объясняет максимум корреляций между K_Y и плотностью в точке появления гиперонов. Производная сжимающей способности L_Y определяет характер поведения $K_Y(n)$, как функции от плотности при больших плотностях, и потому показывает наибольшую корреляцию при плотности n_0 .

Для характеристик нуклон-нуклонных взаимодействий корреляции в среднем хуже, чем для гиперон-нуклонных. Это может быть связано с тем, что зависимости D_Y^{cr} не упорядочены в интересующей нас области

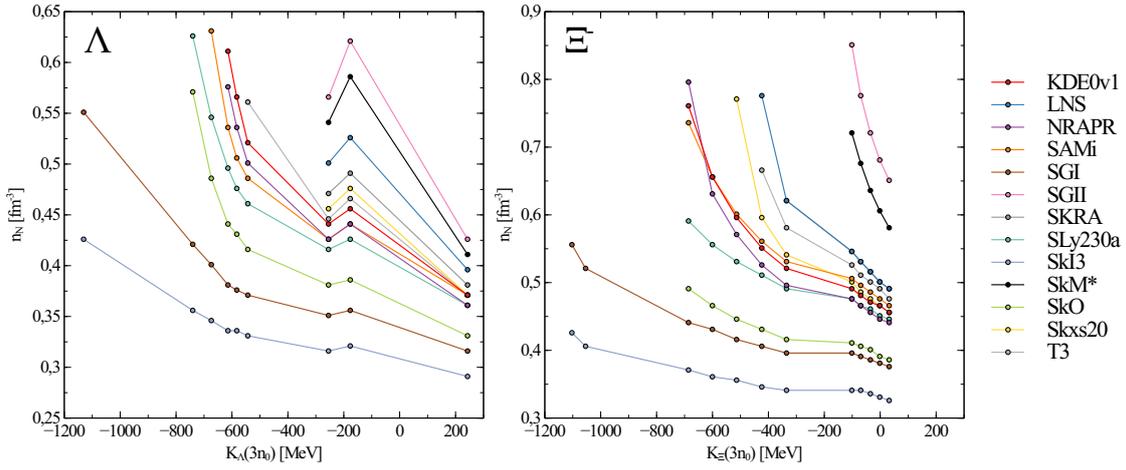


Рис. 10: Зависимость плотности n_N в точке появления гиперонов от сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия K_Y при плотности $3n_0$. Линиями одного цвета соединены точки полученные при расчете с одним и тем же нуклон-нуклонным взаимодействием.

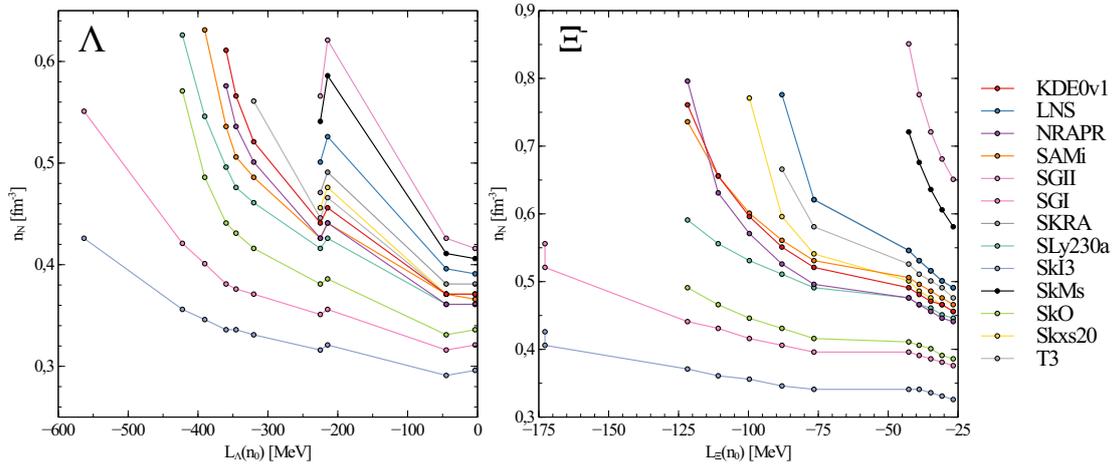


Рис. 11: Зависимость плотности n_N в точке появления гиперонов от производной сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия L_Y при плотности n_0 . Линиями одного цвета соединены точки полученные при расчете с одним и тем же нуклон-нуклонным взаимодействием.

плотностей, т.е. кривые на рисунке 9 пересекаются, а значит столь монотонной зависимости, как для K_Y не может быть. Наибольшее корреляции с плотностью в точке появления гиперонов обнаружены у энергии симметрии S при плотности $3n_0$, первой ее производной L при той же плотности и ее второй производной K_{sym} при плотности n_0 . Данные зависимости изображены на рисунках 12,13 и 14 соответственно.

Рассмотренные характеристики нуклон-нуклонных взаимодействий,

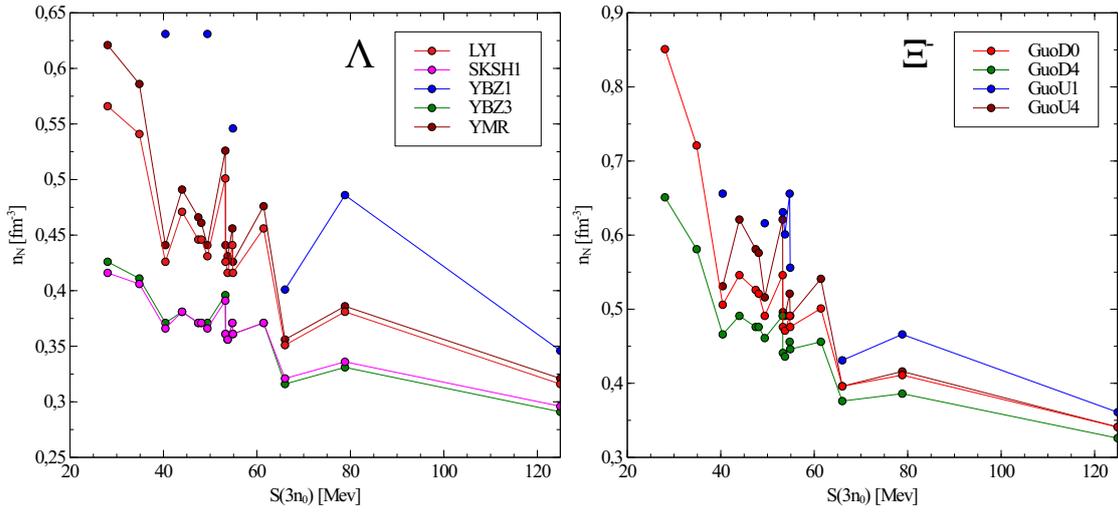


Рис. 12: Зависимость плотности в точке появления гиперонов n_N от энергии симметрии S нуклон-нуклонного взаимодействия при плотности $3n_0$. Линиями одного цвета соединены точки, полученные при расчете с одним и тем же гиперон-нуклонным взаимодействием.

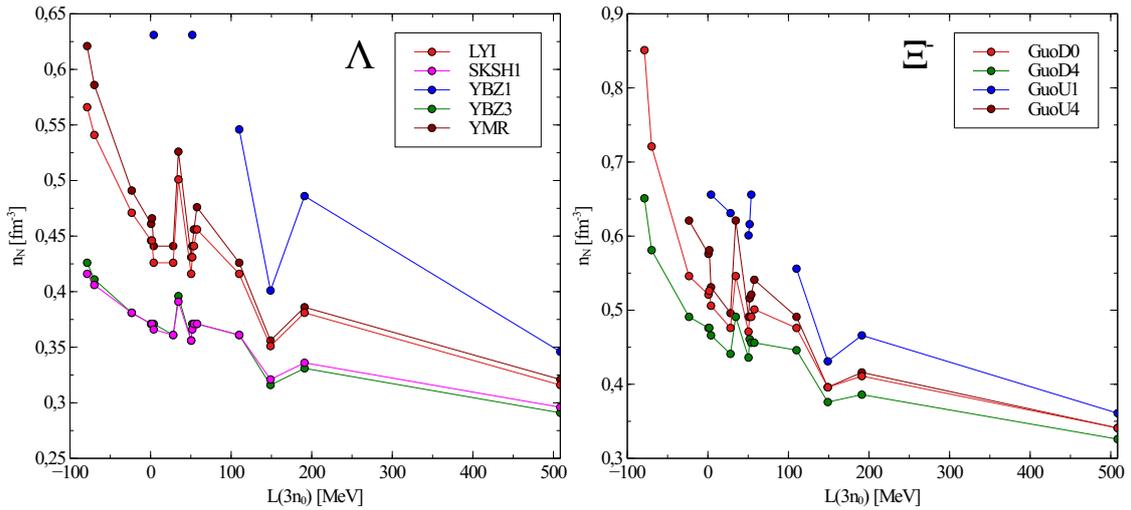


Рис. 13: Зависимость плотности в точке появления гиперонов n_N от первой производной энергии симметрии L нуклон-нуклонного взаимодействия при плотности $3n_0$. Линиями одного цвета соединены точки, полученные при расчете с одним и тем же гиперон-нуклонным взаимодействием.

несмотря на то, что коррелируют с плотностью в точке появления гиперонов, не обладают достаточной монотонностью, и их использование для наложения дополнительных ограничений на уравнения состояния затруднительно.

Гиперон-нуклонные параметризации при плотности n_0 ведут себя похожим образом, однако при высоких плотностях (в частности при

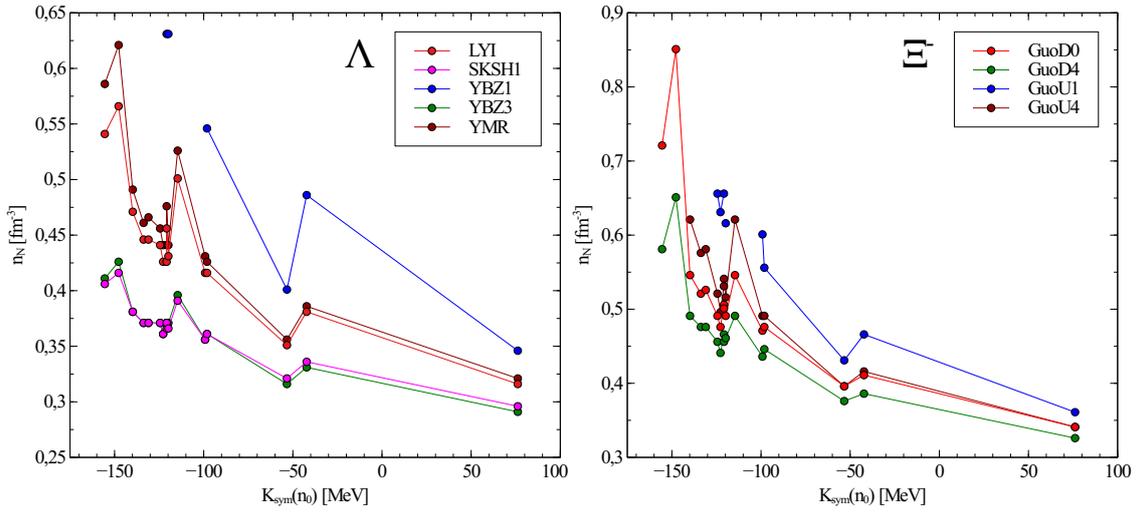


Рис. 14: Зависимость плотности в точке появления гиперонов n_N от второй производной энергии симметрии K_{sym}'' нуклон-нуклонного взаимодействия при плотности n_0 . Линиями одного цвета соединены точки, полученные при расчете с одним и тем же гиперон-нуклонным взаимодействием.

$3n_0$) они существенно различаются. Таким образом существование характеристики гиперон-нуклонного взаимодействия, сильно коррелирующей с плотностью в точке появления гиперонов, учитывая вышеописанное влияние точки появления на наблюдаемые характеристики НЗ, может позволить наложить дополнительные ограничения на уравнение состояния.

Таким образом, выбирая NN -параметризацию, которая в модели чисто нуклонной нейтронной звезды удовлетворяет отбору по массе и коэффициенту приливной деформируемости, и в дополнение к ней выбирая ΛN -параметризации с как можно меньшей сжимающей способностью (или ее производной), мы получим комбинацию параметризаций для которой гипероны не появляются или появляются поздно. А это в свою очередь, позволит данной комбинации пройти отбор по приливной деформируемости и получить большую максимальную массу. Такой комбинацией является например вышеупомянутая $SLy230a_YBZ6_S\Lambda\Lambda3'$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- В подходе с использованием взаимодействия Скирма исследована зависимость характеристик нейтронных звезд от выбора параметризаций нуклон-нуклонных и гиперонных взаимодействий. Благодаря появлению экспериментальной оценки величины приливной деформируемости повысилась селективность по отношению к уравнениям состояния материи нейтронных звезд, определяющимися гиперонными взаимодействиями. Из набора рассматриваемых уравнений состояния выделены две несовпадающие группы, удовлетворяющие ограничениям по массе НЗ и ограничениям по коэффициенту приливной деформируемости, соответственно.
- Для материи НЗ с учетом вклада Λ -гиперонов найдена комбинация параметризаций нуклонных и гиперонных взаимодействий, принадлежащая обеим группам (SLy230a_YBZ6_S $\Lambda\Lambda$ 3'), т.е. удовлетворяющая ограничениям по приливной деформируемости и дающая максимальную массу нейтронной звезды близкую к $2M_{\odot}$. Данный результат нельзя считать решением «hyperon puzzle» из-за несовершенства модели (рассмотрен вклад только Λ -гиперонов, описание $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия основано на скудных экспериментальных данных), но можно считать гипотетическим направлением поиска решения: использование NN -взаимодействий, удовлетворяющих ограничению по приливной деформируемости, и для которых гипероны появляются лишь при сравнительно больших плотностях.
- Показано важное значение величины плотности барионной материи при которой появляются гипероны, и ее влияние на наблюдаемые характеристики нейтронных звезд. Также проведен

анализ зависимости плотности в точке появления гиперонов от параметризаций взаимодействий. Найдены комбинации, при которых Λ -гипероны не появляются, а появляются Ξ^- -гипероны. Также найдены наборы параметризаций, при которых гипероны не появляются вовсе.

- Рассчитаны коэффициенты Пирсона для корреляций различных характеристик гиперон-нуклонного и нуклон-нуклонного взаимодействий. Обнаружена сильная корреляция между плотностью в точке появления гиперонов и сжимающей способностью гиперон-нуклонного взаимодействия при высоких плотностях, а так же производной сжимающей способности при ядерной плотности насыщения.

Результаты работы были представлены на конференциях «ОМУС-2022», «ОМУС-2023», «Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН-2024», «Ломоносов-2022», «Ломоносов-2024». Так же результаты были опубликованы в журналах «Particles» [35] и «Physics of Particles and Nuclei Letters» [36]. Автор выражает благодарность Т. Ю. Третьяковой и Д. Е. Ланскому за полезные консультации и обсуждения, а также Семену Михееву за неоценимую помощь при подготовке материала.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A. Gal, E. Hungerford, D. Millener // *Rev. Mod. Phys.* 88, 035004 (2016)
2. A. Sedrakian, Jia Jie La, F. Weber // *Pr. Part. Nucl. Phys.* 131, 104041 (2023)
3. T. T. Sun, E. Hiyama, H. Sagawa, H.-J. Schulze, J. Meng // *Phys. Rev. C* 94, 064319 (2016)
4. I. Bombaci // *JPSJ* 17, 101002 (2017)
5. E. Friedman, A. Gal // *Phys. Lett. B* 837, 137669 (2023)
6. B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific and Virgo Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 119(16), 161101 (2017)
7. D. Watson et al. // *Nature* 574, 497 (2019)
8. P. Özel, F. Feryal // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 54(1), 401 (2016)
9. P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E. Roberts, J. W. T. Hessels // *Nature* 467(7319), 1081 (2010)
10. Z. Arzoumanian et al. // *ApJS* 235(2), 37 (2018)
11. J. Antoniadis et al. // *Science* 340(6131), 1233232 (2013)
12. H. T. Cromartie et al. // *Nature Astronomy* 4(1), 72 (2019)
13. H. T. Cromartie et al. // *ApJL* 915(1), L12 (2021)
14. R. W. Romani, D. Kandel, A. V. Filippenko, T. G. Brink, WeiKang Zheng // *ApJL* 934(2), L17 (2022)
15. M. Miller et al. // *ApJL* 918(2), L28 (2021)
16. L. Baiotti // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 109, 103714 (2019)

17. Gabriel Pérez Díaz, Instituto de Astrofísica de Canarias (2021)
18. B. Abbott et al. (LIGO Scientific and Virgo Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 121, 161101 (2018)
19. B. Abbott et al. (LIGO Scientific and Virgo Collaboration) // Phys. Rev. X 9(1), 011001 (2019)
20. L. Mornas // Eur. Phys. J. A 24, 293 (2005)
21. J. Rikovska Stone et al. // Phys. Rev. C 68, 034324 (2003)
22. M. Dutra et al. // Phys. Rev. C 85(3), 035201 (2012)
23. E. Chabanat et al. // Nucl. Phys. A 627, 710 (1997)
24. E. Chabanat et al. // Nucl. Phys. A 635, 231 (1998)
25. D. Vautherin, D. M. Brink // Phys. Rev. C 5(3), 626 (1972)
26. M. Rayet // Nucl. Phys. A 367(3), 381 (1981)
27. Л. Т. Имашева, Д. Е. Ланской, Т. Ю. Третьякова // Ядерная физика 82(4), 356 (2019)
28. R. C. Tolman // Phys. Rev. 55, 364 (1939)
29. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff // Phys. Rev. 55, 374 (1939)
30. K. S. Thorne // Phys. Rev. D 58, 124031 (1998)
31. É. É. Flanagan, T. Hinderer // Phys. Rev. D 77, 021502(R) (2008)
32. T. Hinderer // ApJ 677, 1216 (2008)
33. P. Krastev, Bao-An Li // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 46, 074001 (2019).
34. T. Malik et al. // Phys. Rev. C 98, 035804 (2018)
35. S. A. Mikheev, D. E. Lanskoj, A. I. Nasakin, T. Y. Tretyakova // Particles 6, 847(2023)
36. S. A. Mikheev, D. E. Lanskoj, A. I. Nasakin, T. Y. Tretyakova // Phys. Part. Nuclei Lett. 20, 1488 (2023)

37. С. А. Михеев, Д. Е. Ланской, Т. Ю. Третьякова // ЭЧАЯ 53(2), 369 (2022)
38. Y. Yamamoto, H. Bando, J. Zofka // Prog. Theor. Phys. 80(5), 757 (1988)
39. N. Guleria, S. K. Dhiman, R. Shyam // Nucl. Phys. A 886, 71 (2012)
40. F. Fernandez, T. Lopez-Arias, C. Prieto // Z. Phys. A 334(3), 349 (1989)
41. J. Guo, X.-R. Zhou // Phys. Rev. C 104, L061307 (2021)
42. Д.Е. Ланской, Т.Ю. Третьякова // Ядерная физика 49, 401 (1989)
43. A. Jinno, K. Murase, Y. Nara, A. Ohnishi // Phys. Rev. C 108, 065803 (2023)
44. J. Bartel et al. // Nucl. Phys. A 386, 79 (1982)
45. P. Reinhard and H. Flocard // Nucl. Phys. A 584(3), 467 (1995)
46. P. Reinhard et al. // Phys. Rev. C 60(1), 014316 (1999)
47. B. A. Brown // Phys. Rev. C 58, 220 (1998).
48. B. K. Agrawal, S. Shlomo, V. K. Au // Phys. Rev. C 72, 014310 (2005).
49. L. G. Cao, U. Lombardo, C. W. Shen, N. V. Giai // Phys. Rev. C 73, 014313 (2006).
50. L. W. Chen, C. M. Ko, Bao-An Li, J. Xu // Phys. Rev. C 82, 024321 (2010).
51. A. W. Steiner, M. Prakash, J. M. Lattimer, P. J. Ellis // Phys. Rep. 411, 325 (2005).
52. Nguyen Van Giai, H. Sagawa // Phys. Lett. B 106, 379 (1981).
53. M. Rashdan // Mod. Phys. Lett. A 15, 1287 (2000).
54. B. A. Brown, G. Shen, G. C. Hillhouse, J. Meng, A. Trzcińska // Phys. Rev. C 76, 034305 (2007).
55. F. Tondeur, M. Brack, M. Farine, J. M. Pearson // Nucl. Phys. A 420, 297 (1984).
56. X. Roca-Maza, G. Colo, H. Sagawa // Phys. Rev. C 86, 031306(R) (2012)

57. D. E. Lanskoy, Y. Yamamoto // Phys. Rev. C 55, 2330 (1997)
58. Y. Yamamoto, T. Motoba, T. Rijken // Prog. Theor. Phys. Supp. 185, 72 (2010)
59. H.-J. Schulze, E. Hiyama // Phys. Rev. C 90, 047301 (2014)
60. D. E. Lanskoy // Phys. Rev. C 58(6), 3351 (1998)
61. F. Minato, S. Chiba // Nucl. Phys. A 856, 55 (2011)

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. NN -ПАРАМЕТРИЗАЦИИ.

Таблица 5: Параметры используемых параметризаций Скирма для NN -взаимодействия. Коэффициенты t_0 (МэВ фм³), $t_{1,2}$ (МэВ фм⁵), t_3 (МэВ фм^{3+3 α}) и безразмерные коэффициенты x_i , α .

	SLy230a [23]	SLy4 [24]	SkM* [44]	SkI3 [45]	SkO [46]	SkX [47]
t_0	-2490.23	-2488.91	-2645.00	-1762.9	-2103.7	-1445.3
t_1	489.53	486.82	410.00	561.6	303.4	246.9
t_2	-566.59	-546.39	-135.00	-227.1	791.7	-131.8
t_3	13803.0	13777.0	15595.00	8106	13553	12103.9
x_0	1.1318	0.834	0.09	0.31	-0.21	0.34
x_1	-0.8426	-0.344	0.00	-1.17	-2.81	0.58
x_2	-1.0	-1.000	0.00	-1.09	-1.46	0.127
x_3	1.9219	1.354	0.00	1.29	-0.43	0.03
α	1/6	1/6	1/6	1/4	1/4	1/2

Таблица 6: Параметры используемых параметризаций Скирма для NN -взаимодействия. Коэффициенты t_0 (МэВ фм³), $t_{1,2}$ (МэВ фм⁵), t_3 (МэВ фм^{3+3 α}) и безразмерные коэффициенты x_i , α .

	KDE0v1 [48]	LNS [49]	MSL0 [50]	NRAPR [51]	SGI [52]	SGII [52]
t_0	-2553.0843	-2484.97	-2118.06	-2719.7	-1603	-2645
t_1	411.6963	266.735	395.196	417.64	515.9	340
t_2	-419.8712	-337.135	-63.953	-66.687	84.5	-41.9
t_3	14603.6069	14588.2	12857.7	15042	8000	15595
x_0	0.6483	0.06277	-0.071	0.16154	-0.02	0.09
x_1	-0.3472	0.65845	-0.332	-0.047986	-0.5	-0.0588
x_2	-0.9268	-0.95382	1.358	0.027170	-1.731	1.425
x_3	0.9475	-0.03413	-0.228	0.13611	0.1381	0.06044
α	0.1673	0.16667	0.235	0.14416	0.3333	0.1666

Таблица 7: Параметры используемых параметризаций Скирма для NN -взаимодействия. Коэффициенты t_0 (МэВ фм³), $t_{1,2}$ (МэВ фм⁵), t_3 (МэВ фм^{3+3 α}) и безразмерные коэффициенты x_i , α .

	SKRA [53]	Skxs20 [54]	T1 [55]	T3 [55]	SAMi [56]
t_0	-2895.4	-2885.24	-1794.0	-1791.8	-1877.75
t_1	405.5	302.73	298	298.5	475.6
t_2	-89.1	-323.42	-298	-99.5	-85.2
t_3	16660	18237.49	12812	12794	10219.6
x_0	0.08	0.13746	0.154	0.138	0.320
x_1	0.0	-0.25548	-0.5	-1	-0.532
x_2	0.2	-0.60744	-0.5	1	-0.014
x_3	0.0	0.05428	0.089	0.075	0.688
α	0.1422	0.1666	0.3333	0.3333	0.25614

Таблица 8: Характеристики используемых параметризаций Скирма для NN -взаимодействия: энергия приходящаяся на частицу при плотности насыщения E_0 (МэВ), несжимаемость симметричной ядерной материи K_0 (МэВ), энергия симметрии S (МэВ), ее производные L (МэВ) и K_{sym} (МэВ) и безразмерная эффективная масса m^* . Данные для SAMi взяты из работы [56], все остальные данные взяты из работы [22].

	E_0	K_0	$S(n_0)$	$L(n_0)$	$K_{sym}(n_0)$	m^*
SLy230a	-15.99	229.89	31.99	44.32	-98.22	0.70
SLy4	-15.97	229.91	32.00	45.94	-119.73	0.69
SkM*	-15.77	216.61	30.03	45.78	-155.94	0.79
SkI3	-15.98	258.19	34.83	100.53	73.04	0.58
SkO	-15.84	223.34	31.97	79.14	-43.17	0.90
SkX	-16.05	271.06	31.10	33.18	-252.12	0.99
KDE0v1	-16.23	227.54	34.58	54.69	-127.12	0.74
LNS	-15.32	210.78	33.43	61.45	-127.36	0.83
MSL0	-16.00	230.00	30.00	60.00	-99.33	0.80
NRAPR	-15.85	225.65	32.78	59.63	-123.32	0.69
SGI	-15.89	261.75	28.33	63.86	-51.99	0.61
SGII	-15.60	214.65	26.83	37.63	-145.90	0.79
SKRA	-15.78	216.98	31.32	53.04	-139.28	0.75
Skxs20	-15.81	201.95	35.50	67.06	-122.31	0.96
T1	-15.98	236.16	32.02	56.18	-134.83	1.00
T3	-15.95	235.74	31.50	55.31	-132.05	1.00
SAMi	-15.93	245	28	44	-121	0.66

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ΛN - И $\Lambda\Lambda$ -ПАРАМЕТРИЗАЦИИ.

Таблица 9: Параметры используемых взаимодействий Скирма для ΛN -взаимодействия. Коэффициенты u_0 (МэВ фм³), $u_{1,2}$ (МэВ фм⁵), u_3 (МэВ фм^{3+3 γ}) и безразмерные коэффициенты y_i , γ .

	u_0	u_1	u_2	u_3	y_0	y_3	γ
LYI [57]	-476.0	42.0	23.0	1514.1	-0.0452	-0.280	1/3
YBZ6 [38]	-372.2	100.4	79.60	2000	-0.107	0	1
YBZ2 [38]	-391.8	56.95	48.05	3000	-0.085	0	1
YMR [58]	-1056.2	96.248	8.743	2811.2	0	0	1/8
SLL4' [59]*	-326	0	62	20	1880	0	1

*В работе [59], параметры u_0 и y_0 в параметризации SLL4' представлены в форме единого параметра $a_0 = u_0(1 + y_0/2)$.

Таблица 10: Параметры используемых взаимодействий Скирма для ΛN -взаимодействия. Коэффициенты u_0 (МэВ фм³), $u_{1,2}$ (МэВ фм⁵), u_3 (МэВ фм^{3+3 γ}) и безразмерные коэффициенты y_i , γ .

	u_0	u_1	u_2	u_3	y_0	y_3	γ
HPL2 [39]	-399.946	83.426	11.455	2046.818	-0.486	-0.660	1
SKSH1 [40]	-176.5	-35.8	44.1	0.0	0.0	0.0	1
SKSH2 [40]	-290.0	21.7	-20.3	1850	0.0	0.0	1
YBZ1 [38]	-349.0	67.61	37.39	2000	-0.108	0.0	1
YBZ3 [38]	-265.7	92.17	12.83	0.0	-0.216	0.0	1
YBZ5 [38]	-315.3	23.14	-23.14	2000	-0.109	0.0	1

Таблица 11: Параметры используемых параметризаций Скирма для $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. Коэффициенты λ_0 (МэВ фм³), λ_1 (МэВ фм⁵).

	$S\Lambda\Lambda1'$ [60, 61]	$S\Lambda\Lambda2$ [60]	$S\Lambda\Lambda3'$ [60, 61]
λ_0	-37.9	-437.7	-156.4
λ_1	14.1	240.7	347.2

Таблица 12: Характеристики используемых параметризаций Скирма для ΛN -взаимодействия: сжимающая способность гиперон-нуклонного взаимодействия K_Λ (МэВ) и ее производная L_Λ (МэВ) при плотностях $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, $2n_0$ и $3n_0$.

	$K_\Lambda(n_0)$	$K_\Lambda(2n_0)$	$K_\Lambda(3n_0)$	$L_\Lambda(n_0)$	$L_\Lambda(2n_0)$	$L_\Lambda(3n_0)$
LYI	17.3447	-84.1456	-254.611	-224.995	-585.109	-1026.54
YMR	31.8663	-44.5182	-176.868	-214.546	-512.425	-863.693
YBZ1	29.9305	-196.842	-673.956	-390.379	-1524.56	-3389.83
YBZ2	-7.12548	-386.154	-1130.72	-563.179	-2215.76	-4945.03
YBZ3	105.147	183.99	242.892	-44.779	-142.164	-279.432
YBZ5	36.144	-158.112	-582.768	-345.6	-1382.4	-3110.4
YBZ6	25.074	-225.343	-740.345	-422.364	-1626.11	-3589.43
SLL4'	30.7069	-175.704	-614.264	-359.834	-1410.48	-3142
SKSH1	82.9502	163.821	243.116	-3.53967	-11.2378	-22.0884
SKSH2	32.3415	-148.788	-543.303	-320.277	-1280.62	-2880.85
HPL2	53.8456	-151.871	-611.4	-394.154	-1543.22	-3435.71

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. $\Xi^- N$ -ПАРАМЕТРИЗАЦИИ.

Таблица 13: Параметры используемых взаимодействий Скирма для $\Xi^- N$ -взаимодействия. Коэффициенты $a_0 = u_0(1 + y_0/2)$ (МэВ фм³), $a_2 = (3u_1 - u_2)/8$ (МэВ фм⁵), $a_3 = 3/8u_3(1+y_3/2)$ (МэВ фм^{3+3 γ}) ($a_1 = (u_1+u_2)/4 = 0$).

	a_0	a_2	a_3	γ
GuoU0 [41]	-200.3	0	704.8	1
GuoU1 [41]	-198.7	10	641.3	1
GuoU2 [41]	-196.9	20	576.8	1
GuoU3 [41]	-194.7	30	509.3	1
GuoU4 [41]	-192.5	40	443.0	1
GuoD0 [41]	-498.6	0	551.3	1/6
GuoD1 [41]	-470.8	10	503.0	1/6
GuoD2 [41]	-439.4	20	449.3	1/6
GuoD3 [41]	-409.0	30	397.3	1/6
GuoD4 [41]	-378.9	40	345.5	1/6
SL3p [3]	-228	0	1000	1
SL3s [3]	-194	0	1000	1

Таблица 14: Характеристики используемых параметризаций Скирма для $\Xi^- N$ -взаимодействия: сжимающая способность гиперон-нуклонного взаимодействия K_{Ξ} (МэВ) и ее производная L_{Ξ} (МэВ) при плотностях $n_0 = 0.16 fm^{-3}$, $2n_0$ и $3n_0$.

	$K_{\Xi}(n_0)$	$K_{\Xi}(2n_0)$	$K_{\Xi}(3n_0)$	$L_{\Xi}(n_0)$	$L_{\Xi}(2n_0)$	$L_{\Xi}(3n_0)$
GuoU0	-12.1133	-240.741	-685.884	-121.789	-487.158	-1096.1
GuoU1	-3.12768	-203.263	-600.405	-110.817	-443.267	-997.35
GuoU2	5.91552	-165.362	-513.832	-99.671	-398.684	-897.039
GuoU3	15.2275	-126.002	-423.688	-88.007	-352.028	-792.063
GuoU4	24.3552	-87.3792	-335.203	-76.5504	-306.202	-688.954
GuoD0	11.8553	-32.003	-101.557	-42.6511	-95.7486	-153.664
GuoD1	18.4404	-13.9516	-69.7883	-38.9144	-87.3599	-140.201
GuoD2	25.5256	5.64569	-35.176	-34.7599	-78.0334	-125.233
GuoD3	32.3894	24.6283	-1.6508	-30.737	-69.0022	-110.74
GuoD4	39.3147	43.7137	32.0091	-26.7295	-60.0057	-96.3013
SL3p	-44.16	-395.52	-1054.08	-172.8	-691.2	-1555.2
SL3s	-60.48	-428.16	-1103.04	-172.8	-691.2	-1555.2