

## Гиперядра и нейтронные звезды с гиперонными потенциалами, нарушающими зарядовую симметрию

Д. Е. Ланской,<sup>1</sup> С. А. Михеев,<sup>1,2</sup> С. В. Сидоров,<sup>1,2,\*</sup> Т. Ю. Третьякова<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2 (Поступила в редакцию 27.06.2023; принята к публикации 20.07.2023)

В настоящей работе предлагается метод учета нарушения зарядовой симметрии (CSB) в гиперядрах и нейтронных звездах в рамках подхода Хартри–Фока со взаимодействием Скирма. Параметры вклада  $\Lambda N$ -силы Скирма, приводящей к CSB, при этом выводятся из соответствующих параметров гиперон-нуклонного взаимодействия в моделях мезонного обмена. На основе полученных параметров анализируется влияние нарушения зарядовой симметрии на энергию связи гиперона в гиперядрах углерода. Впервые рассмотрено влияние нарушения зарядовой симметрии на характеристики нейтронных звезд, такие как их максимальная масса и радиусы.

PACS: 13.75.Ev, 26.60.+c. УДК: 539.144.

Ключевые слова: нарушение зарядовой симметрии, гиперон-нуклонное взаимодействие, гиперядра, нейтронные звезды.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2350202](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2350202)

### ВВЕДЕНИЕ

Сильное взаимодействие адронов, как известно, обладает изоспиновой симметрией. Однако взаимодействие реальных адронов демонстрирует небольшое нарушение симметрии, вызванное электромагнитными силами. Нарушение зарядовой симметрии (charge symmetry breaking, CSB) — проявление этого эффекта.

В физике нестранных ядер различают зарядовую симметрию (тождественность сильного взаимодействия  $pp$  и  $nn$ ) и зарядовую независимость (тождественность сильного взаимодействия  $pp$ ,  $nn$  и  $np$  в одном и том же спиновом состоянии) и, соответственно, их нарушение. Для дальнейшего рассмотрения различие этих двух понятий несущественно, и мы будем говорить о CSB.

Хотя величина CSB в ядрах относительно мала (например, оно дает вклад около 70 кэВ в разность энергий связи  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  [1]), данный эффект оказывает влияние на энергию связи, распределение нуклонной плотности, положение изобар-аналоговых состояний и одночастичную структуру зеркальных ядер и может играть решающую роль в предсказании положения линий нуклонной стабильности [2, 3].

Во взаимодействии нуклонов CSB наблюдается лишь на фоне более сильного электромагнитного эффекта — кулоновского взаимодействия протонов. С этой точки зрения взаимодействие  $\Lambda$ -гиперона

с нуклонами выглядит идеальным источником информации о CSB в барионном секторе: вследствие нейтральности  $\Lambda$ -гиперона различие взаимодействий  $\Lambda p$  и  $\Lambda n$  определяется исключительно CSB. Однако данные о  $\Lambda p$ -рассеянии очень скудны, а о  $\Lambda n$ -рассеянии — вовсе отсутствуют. Информацию о CSB в  $\Lambda N$ -взаимодействии можно извлечь лишь из характеристик гиперядер. Это требует теоретического анализа многочастичных систем с учетом не только кулоновского взаимодействия протонов, но и более сложных эффектов ядерной среды, в частности трехчастичных сил.

Долгое время изучение CSB в  $\Lambda N$ -взаимодействии в основном опиралось на выполненные еще в прошлом веке измерения энергий связи основных ( $J^P = 0^+$ ) и первых возбужденных ( $J^P = 1^+$ ) состояний гиперядер  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  и  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  [4, 5]. Полученное значение разности энергий связи гиперона в основных состояниях этих ядер  $\Delta B_{\Lambda} = B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}) - B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = 0.35 \pm 0.06$  МэВ указывало на значительный эффект CSB (отметим, что кулоновское отталкивание протонов должно уменьшать эту разность, так что эффект фактически больше, чем можно предположить исходя из значения  $\Delta B_{\Lambda}$ ). В возбужденных состояниях, соответствующих спиновому триплету, измеренная разность была несколько меньше.

Экспериментальная ситуация изменилась в последнее десятилетие, когда были выполнены новые измерения энергий связи  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  и  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  [6–8]. Последний на сегодня эксперимент коллаборации STAR [8] дал для основных состояний  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  и  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  разницу  $\Delta B_{\Lambda} = 0.16 \pm 0.14 \pm 0.10$  МэВ (первая ошибка статистическая, вторая — систематическая), т.е. эффект CSB, возможно, значительно меньше, чем счи-

\* E-mail: [sv.sidorov@physics.msu.ru](mailto:sv.sidorov@physics.msu.ru)

талось ранее. Более того, это измерение приводит к выводу, что для возбужденных уровней разность  $\Delta B_\Lambda$  имеет противоположный знак. Отметим, что этот результат согласуется с теоретическим предсказанием [9].

Имеющиеся данные об энергиях связи  $\Lambda$ -гиперона в более тяжелых гиперядрах с зеркальными остовами ( $^8_\Lambda\text{Li}$ – $^8_\Lambda\text{Be}$ ), ( $^9_\Lambda\text{Li}$ – $^9_\Lambda\text{B}$ ), ( $^{10}_\Lambda\text{Be}$ – $^{10}_\Lambda\text{B}$ ), ( $^{12}_\Lambda\text{B}$ – $^{12}_\Lambda\text{C}$ ) [4, 10] указывают на небольшие, часто сравнимые с нулем разности энергий связи в основных состояниях, хотя намечается определенная тенденция превышения энергии связи в системах с большим числом нейтронов в противоречии с данными по  $^4_\Lambda\text{H}$  и  $^4_\Lambda\text{He}$ .

Основы теории CSB в  $\Lambda$ -гиперядрах были заложены в работе [11], где были проанализированы различные возможные источники различия энергий связи гиперона в зеркальных системах. Помимо кулоновского взаимодействия протонов, наиболее важными из них оказались прямое CSB в  $\Lambda N$ -взаимодействии свободных барионов и эффект смешивания  $\Lambda$ - и  $\Sigma$ -гиперонных состояний в гиперядре. В дальнейшем теории CSB был посвящен ряд теоретических работ, в том числе [9, 12–19]. Отметим, что большинство этих работ полностью или частично опирались на старые данные по энергиям связи  $^4_\Lambda\text{H}$  и  $^4_\Lambda\text{He}$ .

Можно сказать, что данные о CSB в  $\Lambda$ -гиперядрах сегодня недостаточно точны и определены, чтобы делать из них не только количественные, но и качественные выводы. Мы не пытаемся добиваться согласия с имеющимися экспериментальными данными. В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что наиболее богатым источником информации о CSB в  $\Lambda N$ -взаимодействии могут послужить энергии связи экзотических гиперядер, т.е. гиперядер с большим избытком протонов или нейтронов. Такие системы уже наблюдались в эксперименте, хотя имеющиеся данные пока очень скудны (см. краткий обзор в работе [20]). Очевидно, что в таких системах эффект CSB должен быть существенно больше, чем в гиперядрах, где количество протонов и нейтронов отличаются на 1 или 2. В данной работе рассматриваются лишь прямое CSB и эффект трехчастичного  $\Lambda NN$ -взаимодействия, которое вводится феноменологически. Мы не конкретизируем явно динамическую природу последнего взаимодействия, хотя оно может быть связано с  $\Lambda N - \Sigma N$ -смешиванием в гиперядре.

Помимо нейтроноизбыточных ядер и гиперядер, известен еще один класс систем с большим избытком нейтронов, содержащих также гипероны — нейтронные звезды. Изучение уравнения состояния материи нейтронных звезд получило мощный импульс после обнаружения звезд большой массы (например пульсара PSR J0740+6620 [21] с массой  $(2.08 \pm 0.07) M_\odot$ ) и особенно после регистрации гравитационного сигнала от слияния двух нейтронных звезд, что позволило измерить новую наблюдаемую характеристику — приливную деформиру-

емость [22]. Однако, насколько нам известно, влияние CSB в  $\Lambda N$ -взаимодействии на характеристики нейтронных звезд до настоящего времени не исследовалось. Как в случае экзотических гиперядер, так и в случае нейтронных звезд, наша цель — оценить масштаб возможного влияния CSB на наблюдаемые характеристики.

Работа построена следующим образом. В разд. 1 предлагается способ описания нарушения зарядовой симметрии в гиперядрах и нейтронных звездах в рамках модели Хартри–Фока со взаимодействием Скирма. Параметры  $\Lambda N$ -сил Скирма при этом выводятся из эффективных гиперон-нуклонных взаимодействий, полученных в теории мезонного обмена и подходе Бракнера. В разд. 2 обсуждается влияние нарушения зарядовой симметрии на энергию связи гиперона в экзотических гиперядрах углерода, а также рассматривается вклад в CSB, возникающий при учете трехчастичных сил. В разд. 3 анализируется влияние CSB на массы и радиусы нейтронных звезд, а также химический потенциал  $\Lambda$ -гиперонов.

## 1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

### 1.1. Подход Скирма–Хартри–Фока и нарушение зарядовой симметрии

Для описания свойств гиперядер воспользуемся подходом Хартри–Фока с феноменологическим взаимодействием в форме сил Скирма. В таком подходе удобно изучать влияние на структуру гиперядер особенностей нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействия по отдельности. Для описания барион-барионных сил без нарушения зарядовой симметрии в настоящей работе использовались потенциалы нуклон-нуклонного [23] и гиперон-нуклонного [24] взаимодействия в стандартном виде. С учетом эффектов CSB потенциалы гиперон-протонного и гиперон-нейтронного взаимодействия имеют вид:

$$\begin{aligned}
 V^{\Lambda q}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_\Lambda) = & u_0^q(1 + y_0^q P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda) + \\
 & + \frac{1}{2}u_1^q(1 + y_1^q P_\sigma)[\mathbf{k}'^2\delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda) + \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda)\mathbf{k}^2] + \\
 & + u_2^q(1 + y_2^q P_\sigma)\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda)\mathbf{k} + \\
 & + \frac{3}{8}u_3(1 + y_3 P_\sigma)\rho_N^\beta \left( \frac{\mathbf{r}_q + \mathbf{r}_\Lambda}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где  $\rho_N$  — плотность нуклонов,  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  — операторы относительного импульса  $\Lambda$ -гиперона и нуклона ( $\mathbf{k}'$  действует на левую обкладку матричного элемента);  $u_i^q, y_i^q, \beta$  — параметры взаимодействия ( $i = 0, 1, 2, 3$ ), индекс  $q = p, n$  указывает на взаимодействие протонов или нейтронов с  $\Lambda$ -гипероном. В отсутствие нарушения зарядовой симметрии параметры  $u_i^p = u_i^n = u_i$  и  $y_i^p = y_i^n = y_i$ , а при его учете протонные и нейтронные параметры отличаются друг от друга на небольшую величину.

Отметим, что в выражении (1) многочастичные эффекты описываются членом, пропорциональным  $u_3$ , в форме сил, зависящих от плотности. Для данного члена мы не вводим явно эффект нарушения зарядовой симметрии, однако ниже будет показано, что эффект CSB, зависящий от плотности, возникает на уровне слагаемых, пропорциональных  $u_0$  и  $u_1$ . Заметим, наконец, что выражение для гиперон-нуклонного потенциала, вообще говоря, должно включать спин-орбитальную компоненту взаимодействия. Мы не выписываем ее в явном виде, поскольку все расчеты в настоящей работе проводились с параметризацией  $\Lambda N$ -сил Скирма, не вклю-

чающей данную компоненту. В отличие от нуклон-нуклонного спин-орбитального взаимодействия соответствующая составляющая  $\Lambda N$ -сил мала, и поэтому отсутствие ее учета не должно сказаться на наших выводах.

Вклад в полную энергию  $\Lambda N$ -взаимодействия и кинетическая энергия  $\Lambda$ -гиперона в отсутствие CSB зависят от гиперонных и нуклонных плотностей  $\rho_\Lambda$  и  $\rho_N$ , плотностей кинетической энергии  $\tau_\Lambda$  и  $\tau_N$ , спиновых плотностей  $J_\Lambda$  и  $J_N$  [23, 24]. Нарушение зарядовой симметрии приводит к появлению в выражении для  $\mathcal{E}_{N\Lambda}$  членов, зависящих от разностей  $\rho_- = \rho_p - \rho_n$ ,  $\tau_- = \tau_p - \tau_n$  и  $J_- = J_p - J_n$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{N\Lambda} = & \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} \tau_\Lambda + a_0 \rho_\Lambda \rho_N + a_0^{CSB} \rho_\Lambda \rho_- + \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1} - \frac{1}{8} a_4 J_\Lambda J_N - \frac{1}{8} a_4^{CSB} J_\Lambda J_- + \\ & + \frac{1}{4} a_1 \left[ \tau_\Lambda \rho_N + \tau_N \rho_\Lambda + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \frac{1}{4} a_1^{CSB} \left[ \tau_\Lambda \rho_- + \tau_- \rho_\Lambda + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right] + \\ & + \frac{1}{4} a_2 \left[ \tau_\Lambda \rho_N + \tau_N \rho_\Lambda - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \frac{1}{4} a_2^{CSB} \left[ \tau_\Lambda \rho_- + \tau_- \rho_\Lambda - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где для параметров взаимодействия  $a_i$  и  $a_i^{CSB}$  введены обозначения:

$$\begin{aligned} a_i = & \begin{cases} \frac{1}{2} [u_i^p (1 + \frac{1}{2} y_i^p) + u_i^n (1 + \frac{1}{2} y_i^n)], & i = 0..2, \\ \frac{1}{2} [u_1^p y_1^p + u_2^p y_2^p + u_1^n y_1^n + u_2^n y_2^n], & i = 4, \end{cases} \\ a_i^{CSB} = & \begin{cases} \frac{1}{2} [u_i^p (1 + \frac{1}{2} y_i^p) - u_i^n (1 + \frac{1}{2} y_i^n)], & i = 0..2, \\ \frac{1}{2} [u_1^p y_1^p + u_2^p y_2^p - u_1^n y_1^n - u_2^n y_2^n], & i = 4, \end{cases} \\ a_3 = & u_3 \left( 1 + \frac{1}{2} y_3 \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Эффекты нарушения зарядовой симметрии при этом связаны со слагаемыми, пропорциональными  $a_i^{CSB}$ , вклад которых увеличивается с ростом избытка протонов или нейтронов. Отметим, что выражение (2) получено в приближении заполненных уровней (filling approximation) [23].

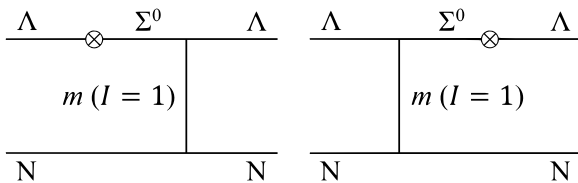


Рис. 1. Механизм нарушения зарядовой симметрии в  $\Lambda N$ -взаимодействии. В качестве переносчика взаимодействия выступает произвольный изовекторный мезон  $m$

Для численной оценки параметров  $a_i^{CSB}$  будем рассматривать механизм нарушения зарядовой симметрии в  $\Lambda N$ -взаимодействии за счет  $\Lambda\Sigma$ -смешивания, представленный на рис. 1. Для таких диаграмм в [11] был получен следующий потенциал:

$$V_{CSB} = -0.0297 \tau_{3q} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = \frac{1}{2}). \quad (4)$$

Здесь численный коэффициент был определен исходя из электромагнитного расщепления масс барионов октета  $J^P = 1/2^+$  [14]. Компонента изоспиновой матрицы Паули  $\tau_{3q}$  дает 1 для протонов ( $q = p$ ) и  $-1$  для нейтронов ( $q = n$ ). Коэффициент  $\frac{1}{\sqrt{3}} = \langle 10 \frac{1}{2} m | \frac{1}{2} m \rangle$  связывает потенциал  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = 1/2)$  с потенциалом  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma^0 N)$ , который и определяет его вклад в диаграммы.

Для вычисления  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = 1/2)$  (далее:  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$ ) в (4) необходимо использовать теоретические модели. Чаще всего в физике гиперядер применяются потенциалы мезонного обмена, которые на протяжении десятилетий разрабатываются в Неймегенском университете [25–29]. Однако непосредственно потенциалы взаимодействия свободных барионов непригодны для расчета свойств многочастичных систем, по крайней мере в рамках приближенных одночастичных методов, каким является используемый нами метод Хартри–Фока. Поэтому параллельно с развитием неймегенских моделей методом теории Бракнера (G-матричный подход) были получены [26–30] эффективные взаимодействия гиперонов в ядерной материи, в том числе  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$ , которые обычно параметризуются в виде суммы нескольких гауссоид:

$$V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N) = \sum_{i=1}^3 v_i(k_F) \exp(-r/\beta_i)^2, \quad (5)$$

где  $v_i(k_F)$  и  $\beta_i$  — параметры взаимодействия. Значения параметров  $v_i$ , вообще говоря, отличаются для синглетной и триплетной компонент взаимодействия. Кроме того, в общем случае взаимодействие  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$  зависит от плотности нуклонов  $\rho_N$ . Эту зависимость включают посредством параметризации  $v_i(k_F)$  в виде полинома от  $k_F = (3\pi^2 \rho_N/2)^{1/3}$  — фермиевского импуль-

са нуклона в изоспиново-симметричной ядерной материи [29].

Полученные в работах [26–30] параметризации потенциалов  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$  часто сильно отличаются друг от друга. До недавнего времени данных о процессе  $\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N$  было явно недостаточно, чтобы провести отбор потенциалов. Недавно были измерены дифференциальные сечения реакции  $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$  в двух диапазонах энергии [33]. Возможно, анализ сечений этих реакций позволит оценить качество имеющихся теоретических потенциалов.

В рамках метода Лапласа можно перейти от сил гауссовой формы к силам нулевого радиуса (таким, как силы Скирма), раскладывая матричный элемент взаимодействия в ряд по степеням малого параметра (отношения радиуса взаимодействия к размеру ядра). В таком приближении между параметрами сил в форме Гаусса и форме Скирма есть связь:

$$u_0^{s(t)} = \pi^{3/2} \sum v_i^{s(t)} \beta_i^3, \quad (6)$$

$$u_1^{s(t)} = -\frac{1}{2} \pi^{3/2} \sum v_i^{s(t)} \beta_i^5, \quad (7)$$

где индекс  $s(t)$  указывает на синглетное  $^1S$  (триплетное  $^3S$ ) взаимодействие.

Рассмотрим теперь нелокальный потенциал. В простейшем случае он имеет вид:

$$V_{\Lambda N} = V(1 - \alpha + \alpha P_M), \quad (8)$$

где  $V$  — локальный потенциал,  $P_M$  — оператор Майораны,  $\alpha$  — численный параметр, обычно  $0 \leq \alpha \leq 1$ . В данном случае зависимость потенциала от координат одинакова для симметричных и антисимметричных по оператору  $P_M$  состояний. Для части взаимодействия, пропорциональной  $u_2$ , выполняется соотношение

$$u_2^{s(t)} = -u_1^{s(t)}(1 - 2\alpha). \quad (9)$$

Отметим, что наибольший вклад в CSB ожидается от центрального члена и первого нелокального члена, пропорциональных  $a_0^{CSB}$  и  $a_1^{CSB}$  соответственно, в то время как взаимодействие между  $\Lambda$ -гипероном и нуклонами в  $P$ -волне мало ( $\alpha \approx 0.5$ ) [25] и вкладом от члена, пропорционального  $a_2^{CSB}$ , можно пренебречь.

Что касается вклада в плотность энергии от так называемых  $J$ -членов, пропорциональных  $J_\Lambda J_q$ , для гиперядер с  $\Lambda$ -гипероном в  $s$ -состоянии он обращается в нуль в силу  $J_\Lambda = 0$ . По этой причине ни исходный вклад от  $J$ -членов, ни соответствующая CSB-поправка, пропорциональная  $a_4^{CSB}$ , не рассматривались в данной работе.

Учитывая известную взаимосвязь синглетного и триплетного взаимодействий с формой записи сил через оператор обмена спином  $P_\sigma$  ( $V = \frac{1}{2}(V^t + V^s) + \frac{1}{2}(V^t - V^s)P_\sigma$ ), а также численный коэффициент в (4), получаем для

сил Скирма:

$$u_i^{CSB} = -\frac{0.0297}{\sqrt{3}} \cdot \frac{u_i^t + u_i^s}{2}, \quad (10)$$

$$y_i^{CSB} = \frac{u_i^t - u_i^s}{u_i^t + u_i^s}, \quad (11)$$

$$a_i^{CSB} = u_i^{CSB} \left( 1 + \frac{y_i^{CSB}}{2} \right), \quad (12)$$

где  $i = 0, 1, 2$ . Подчеркнем, что параметры  $v_i(k_F)$  и  $\beta_i$  определены из расчетов эффективного взаимодействия гиперона с нуклоном в симметричной материи и, строго говоря, их использование для асимметричных систем представляет собой экстраполяцию.

## 1.2. Нейтронные звезды

В нейтронных звездах материя из нуклонов, лептонов и  $\Lambda$ -гиперонов находится в состоянии химического равновесия, определяемом следующей системой уравнений на химические потенциалы:

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

Химические потенциалы барионов ( $\mu_i$ , где  $i = p, n, \Lambda$ ) определяются как производная плотности энергии по плотности соответствующей фракции:

$$\mu_i = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho_i}, \quad (14)$$

а химические потенциалы лептонов записываются с учетом релятивистского соотношения:

$$\mu_e = \sqrt{m_e^2 + (3\pi^2 Y_e \rho)^{2/3}}, \quad (15)$$

$$\mu_\mu = \sqrt{m_\mu^2 + (3\pi^2 Y_\mu \rho)^{2/3}}. \quad (16)$$

Здесь  $\rho$  — барионная плотность,  $Y_i$  — заселенности различных компонент материи, то есть отношение количества определенных частиц в материи к общему количеству барионов (индекс  $i = p, n, \Lambda, e, \mu$  обозначает тип частицы). Полные выражения для химических потенциалов в формализме сил Скирма приведены в работе [31].

Для описания характеристик нейтронных звезд также необходим расчет энергии на барион  $w$  и давления  $p$ :

$$w = \frac{\mathcal{E}}{\rho}, \quad (17)$$

$$p = \rho^2 \frac{\partial w}{\partial \rho}. \quad (18)$$

Вклад  $\Lambda N$ -взаимодействия в выражения для зарядово-симметричных частей энергии на нуклон  $w_{\Lambda N}$  и давления  $p_{\Lambda N}$  в формализме сил Скирма выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} w_{\Lambda N} = & \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} (3\pi^2)^{2/3} \rho^{2/3} Y_\Lambda^{5/3} + u_0(1 + \frac{y_0}{2})(Y_\Lambda - Y_\Lambda^2)\rho + \\ & + \frac{3}{8} u_3(1 + \frac{y_3}{2}) Y_\Lambda(1 - Y_\Lambda)^{\beta+1} \rho^{\beta+1} + \\ & + \frac{3}{40} (3\pi^2)^{2/3} [u_1(2 + y_1) + u_2(2 + y_2)] \times \\ & \times Y_\Lambda(Y_\Lambda^{2/3} - Y_\Lambda^{5/3} + Y_n^{5/3} + Y_p^{5/3}) \rho^{5/3}, \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_{\Lambda N} = & \frac{2}{5} \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} (3\pi^2)^{2/3} \rho^{5/3} Y_\Lambda^{5/3} + u_0(1 + \frac{y_0}{2})(Y_\Lambda - Y_\Lambda^2)\rho^2 + \\ & + \frac{3}{8} u_3(1 + \frac{y_3}{2})(\beta + 1) Y_\Lambda(1 - Y_\Lambda)^{\beta+1} \rho^{\beta+2} + \\ & + \frac{1}{8} (3\pi^2)^{2/3} [u_1(2 + y_1) + u_2(2 + y_2)] \times \\ & \times Y_\Lambda(Y_\Lambda^{2/3} - Y_\Lambda^{5/3} + Y_n^{5/3} + Y_p^{5/3}) \rho^{8/3}. \quad (20) \end{aligned}$$

Использование  $\Lambda N$ -взаимодействия, нарушающего зарядовую симметрию (2), приводит к дополнительным вкладам в выражения для химических потенциалов:

$$\begin{aligned} \mu_\Lambda^{CSB} &= a_0^{CSB} \rho_- + \frac{1}{4} a_1^{CSB} (\tau_- + (3\pi^2 \rho_\Lambda)^{2/3} \rho_-), \\ \mu_p^{CSB} &= a_0^{CSB} \rho_\Lambda + \frac{1}{4} a_1^{CSB} (\tau_\Lambda + (3\pi^2 \rho_p)^{2/3} \rho_\Lambda), \quad (21) \\ \mu_n^{CSB} &= -a_0^{CSB} \rho_\Lambda - \frac{1}{4} a_1^{CSB} (\tau_\Lambda + (3\pi^2 \rho_n)^{2/3} \rho_\Lambda), \end{aligned}$$

в выражение для энергии на барион:

$$\begin{aligned} w_{\Lambda N}^{CSB} &= a_0^{CSB} Y_\Lambda(Y_p - Y_n)\rho + \\ & + \frac{1}{4} (a_1^{CSB} + a_2^{CSB}) \frac{3}{5} (3\pi^2)^{2/3} \times \\ & \times (Y_\Lambda^{5/3}(Y_p - Y_n) + Y_\Lambda(Y_p^{5/3} - Y_n^{5/3})) \rho^{5/3} \quad (22) \end{aligned}$$

и в соотношении для давления:

$$\begin{aligned} p_{\Lambda N}^{CSB} &= a_0^{CSB} Y_\Lambda(Y_p - Y_n)\rho^2 + \\ & + \frac{1}{4} (a_1^{CSB} + a_2^{CSB}) (3\pi^2)^{2/3} \times \\ & \times (Y_\Lambda^{5/3}(Y_p - Y_n) + Y_\Lambda(Y_p^{5/3} - Y_n^{5/3})) \rho^{8/3}. \quad (23) \end{aligned}$$

Для некоторых параметризаций CSB параметры  $a_0^{CSB}$  и  $a_1^{CSB}$  зависят от значения импульса Ферми ( $k_F = (3\pi^2 \rho_N/2)^{1/3}$ ). В случае расчетов для гиперядер, как правило, используется фиксированное значение импульса Ферми, соответствующее ядерной плотности. В нейтронных звездах значение нуклонной плотности изменяется в достаточно широком диапазоне, и более правильным решением

будет являться явный учет этой зависимости. Также важно, что при расчете химических потенциалов и давления выражения для плотности энергии и энергии на нуклон дифференцируются по плотности. Поскольку в данном случае  $a_0^{CSB}$  и  $a_1^{CSB}$  фактически зависят от плотности, в выражениях для давления и химических потенциалов появляются дополнительные члены:

$$\begin{aligned} p_{\Lambda N}^{CSB} &= p_0^{CSB} + \frac{\partial a_0^{CSB}}{\partial \rho_i} Y_\Lambda(Y_p - Y_n)\rho^3 + \\ & + \frac{3}{20} \frac{\partial a_1^{CSB}}{\partial \rho_i} (3\pi^2)^{3/2} \times \\ & \times (Y_\Lambda^{5/3}(Y_p - Y_n) + Y_\Lambda(Y_p^{5/3} - Y_n^{5/3})) \rho^{11/3}, \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_i^{CSB} &= \mu_{i,0}^{CSB} + \frac{\partial a_0^{CSB}}{\partial \rho_i} \rho_\Lambda \rho_- + \\ & + \frac{1}{4} \frac{\partial a_1^{CSB}}{\partial \rho_i} (\tau_\Lambda \rho_- + \tau_- \rho_\Lambda). \quad (25) \end{aligned}$$

Здесь  $\mu_{i,0}^{CSB}$  и  $p_0^{CSB}$  — вклады CSB в давление и химические потенциалы, определяемые выражениями (23) и (21) соответственно.

Выражение (24) описывает вклад CSB в уравнение состояния материи нейтронных звезд, выражение (25) определяет аналогичный вклад в значения химических потенциалов, необходимых для расчета материи в состоянии химического равновесия (13). Дальнейший расчет характеристик нейтронных звезд выполнен в соответствии с методикой, описанной в работе [32]. Используя полученное уравнение состояния и уравнение Толмана–Оппенгеймера–Волкова, рассчитаны массы и радиусы нейтронных звезд и рассмотрено влияние CSB на них. Результаты обсуждаются в разд. 3.

## 2. НАРУШЕНИЕ ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ В ГИПЕРЯДРАХ

Мы рассмотрели влияние CSB на свойства гиперядер на примере цепочки гиперизотопов углерода. Структура гиперядер углерода неоднократно рассчитывалась в различных работах, например [34]. Для целей изучения влияния CSB углерод интересен тем, что его наиболее протон-избыточный гиперизотоп  ${}^9_\Lambda C$ , по-видимому, является связанной ядерной системой с рекордным соотношением числа протонов и нейтронов  $Z/N = 3$  [20]. Гиперядро  ${}^{23}_\Lambda C$  также характеризуется весьма экзотическим соотношением  $N/Z = 2.67$ . Мы провели расчеты с  $NN$ -взаимодействием SLy4 [35] и  $\Lambda N$ -взаимодействием SLL4' [36], реалистично описывающими свойства легких  $\Lambda$ -гиперядер, включая энергии связи  $\Lambda$ -гиперона [37].

В табл. 1 приведены вычисленные по формулам (6) и (7) величины параметров  $a_0^{CSB}$  и  $a_1^{CSB}$  в рамках моделей ESC08a и ESC08b [26], NSC89 [27],

Таблица 1. Параметры CSB-взаимодействия и энергия связи гиперона  $B_\Lambda$  в изотопах  ${}^9_\Lambda\text{C}$ ,  ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ ,  ${}^{23}_\Lambda\text{C}$ , полученная в модели Скирма–Хартри–Фока с использованием взаимодействий SLy4 и SLL4': без и с нарушением зарядовой симметрии

Модель	$a_0^{\text{CSB}}$ , МэВ·фм <sup>3</sup>	$a_1^{\text{CSB}}$ , МэВ·фм <sup>5</sup>	$B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$ , МэВ	$B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{C})$ , МэВ	$B_\Lambda({}^{23}_\Lambda\text{C})$ , МэВ
Без CSB	0	0	7.74	11.79	15.86
ESC08a	2.2660	-0.0092	7.68	11.80	15.92
ESC08b	3.7649	0.0776	7.64	11.80	16.00
D2	-5.6105	3.6480	7.83	11.79	15.73
NSC89	-6.5946	1.4628	7.89	11.79	15.64
D	-6.8277	8.1513	7.80	11.79	15.77
ESC16 при $k_F=0.8$ фм <sup>-1</sup>	1.4423	-0.2061	7.70	11.79	15.91
ESC16 при $k_F=1.3$ фм <sup>-1</sup>	0.5204	0.1242	7.73	11.79	15.87

D [28], D2 [30] и ESC16 [29]. Для взаимодействия ESC16 приведены значения этих параметров при фиксированных значениях  $k_F = 0.8$  и  $1.3$  фм<sup>-1</sup>.

Со всеми полученными наборами параметров  $a_i^{\text{CSB}}$  были проведены расчеты для гиперядер углерода с нейтронным и протонным избытком, и в табл. 1 представлены найденные величины  $B_\Lambda$  для экзотических гиперядер  ${}^9_\Lambda\text{C}$  и  ${}^{23}_\Lambda\text{C}$ , а также гиперядра  ${}^{13}_\Lambda\text{C}$  с  $N = Z$ . Для сопоставления указаны оценки энергий связи гиперона, полученные без CSB-взаимодействия. Мы убеждаемся, что нарушение зарядовой симметрии не оказывает влияния на симметричное гиперядро  ${}^{13}_\Lambda\text{C}$  (с точностью до погрешности численных расчетов в 0.01 МэВ). Что касается экзотических гиперядер, вклад CSB оказался наиболее ощутимым при использовании параметризации NSC89: около 150 кэВ для  ${}^9_\Lambda\text{C}$  и 220 кэВ для  ${}^{23}_\Lambda\text{C}$ .

Стоит отметить, что знак вклада CSB в  $B_\Lambda$  отличается в различных моделях. Энергия связи гиперона в протон-избыточном  ${}^9_\Lambda\text{C}$  больше (и в нейтрон-избыточном  ${}^{23}_\Lambda\text{C}$  меньше) в рамках моделей D, D2 и NSC89, в то время как в остальных моделях наблюдается противоположный эффект. Подобная неопределенность связана с тем, что расчеты проводились в гиперядрах с четным нуклонным остовом, основное состояние которых описывается как смесь  $\Lambda N$ -пары в синглетном и триплетном состояниях. В соответствии с упомянутыми новыми данными при получении параметров в табл. 1, определяющих усредненное по спиновому состоянию взаимодействие, мы наблюдаем в большинстве случаев сильную компенсацию за счет различия знаков потенциалов в синглетном и триплетном состояниях. Прослеживается корреляция между знаком изменения  $B_\Lambda$  и знаком центральной части CSB-взаимодействия, пропорциональной  $a_0^{\text{CSB}}$ . При характерных ядерных плотностях, таким образом, данный член дает определяющий вклад в энергию связи  $\Lambda$ -гиперона. В разд. 3 будет далее показано, что знак может меняться и в зависимости от плотности.

Разумеется, было бы интересно найти такие системы, кроме  ${}^4_\Lambda\text{H}$  и  ${}^4_\Lambda\text{He}$ , в которых эффект CSB в синглетном и триплетном состояниях наблюдался бы более ярко, что позволило бы проверить и, возможно, уточнить результаты анализа  ${}^4_\Lambda\text{H}$  и  ${}^4_\Lambda\text{He}$ . Однако в данной работе мы стремимся оценить масштабы именно усредненного по спиновому состоянию эффекта CSB, имеющего место в гиперядрах с четно-четными остовами и неполяризованной материи нейтронных звезд и рассмотреть возможности его экспериментального определения. Видно, что даже знак его не известен. Скорее всего, такой эффект ослаблен за счет вышеупомянутой компенсации. Однако в системах с большим нейтронным или протонным избытком им нельзя априори пренебрегать.

Необходимо обратить внимание на еще один механизм, приводящий к нарушению зарядовой симметрии. Известно, что чисто двухчастичное  $\Lambda N$ -взаимодействие (в скирмовской форме (2) соответствующее членам с  $u_0$ ,  $u_1$  и  $u_2$ ) не позволяет количественно описать спектры одночастичных состояний в  $\Lambda$ -гиперядрах и требуется учет многочастичных эффектов в форме  $\Lambda N$ -сил, зависящих от плотности [38, 39] или трехчастичных  $\Lambda NN$ -сил [24]. В первом случае силы обычно выбираются пропорциональными некоторой степени суммарной нуклонной плотности  $\rho_N$ , как в формуле (1), в результате чего взаимодействие оказывается зарядово-симметричным. Во втором случае данный член в (1) заменяется на

$$V_3^\Lambda = u_3 \delta(r_{N_1} - r_\Lambda) \delta(r_{N_2} - r_\Lambda). \quad (26)$$

Трехчастичные силы нулевого радиуса (26) приводят к зависимости плотности энергии не только от  $\rho_N$ , но и от  $\rho_-$  [24, 40]:

$$\mathcal{E}_{\Lambda N}^{(3)} = \frac{1}{4} u_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_p \rho_n) = \frac{1}{8} u_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 - \rho_-^2). \quad (27)$$

Фактически здесь возникает эффект нарушения зарядовой симметрии многочастичной природы, не

имеющий аналога в подходе Скирма–Хартри–Фока для нестранных ядер. Его физическая причина состоит в том, что в гиперядре принцип Паули запрещает часть состояний  $\Lambda pp$  и  $\Lambda nn$ , вследствие чего трехчастичные силы становятся менее эффективны в системах с резко нарушенной изоспиновой симметрией. Такой эффект отсутствует, если многочастичное взаимодействие изначально считается зависящим лишь от  $\rho_N$ . Соотношения между трехчастичными силами и различными видами сил, зависящих от плотности, установлены в работе [40], где, в частности, показано, что даже при показателе степени  $\beta = 1$  в (1) трехчастичные  $\Lambda NN$ -силы и  $\Lambda N$ -силы, пропорциональные  $\rho_N$ , не эквивалентны друг другу в отличие от аналогичных нуклонных сил нулевого радиуса.

Из соотношения (27) видно, что нарушение зарядовой симметрии за счет трехчастичного взаимодействия является квадратичным по проекции изоспина системы, в то время как «традиционные» нарушающие зарядовую симметрию силы приводят к линейной зависимости. Для оценки вклада данного эффекта мы провели расчеты с классической параметризацией  $\Lambda N$ -взаимодействия  $SLL4'$ , в которой многочастичные эффекты учтены в виде сил, зависящих от плотности, а также модифицированным взаимодействием  $SLL4'$  с тройными силами. Параметр  $u_3$  при этом не менялся. Результаты расчетов изотопов углерода  ${}^9_\Lambda C$ ,  ${}^{13}_\Lambda C$  и  ${}^{23}_\Lambda C$  без учета CSB и с CSB-взаимодействием NSC89 представлены в табл. 2.

Как видно, вклад от квадратичного члена  $\rho^2$  в тройных силах сопоставим со вкладом непосредственно CSB-взаимодействия, и эти два вклада взаимно усиливают друг друга для протон-избыточного  ${}^9_\Lambda C$  и гасят друг друга для нейтрон-избыточного  ${}^{23}_\Lambda C$ . Для CSB-взаимодействий типа ESC08a и ESC08b конкуренция между этими эффектами происходит противоположным образом в силу обратного знака параметра центральной части CSB-взаимодействия  $a_0^{CSB}$ .

### 3. НАРУШЕНИЕ ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Результаты расчетов зависимости массы нейтронной звезды от радиуса для различных параметризаций CSB показаны на рис. 2. Для сопоставления полученных результатов в нейтронных звездах и гиперядрах мы использовали те же параметризации нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействия:  $SLy4$  и  $SLL4'$  соответственно. В отличие от гиперядер в нейтронных звездах также может играть роль гиперон-гиперонное взаимодействие. Свойства  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, однако, на данный момент изучены недостаточно хорошо, и все существующие параметризации опираются на весьма скудную экспериментальную базу, поэтому мы не учитывали  $\Lambda\Lambda$ -силы в рамках данной работы. В случае параметризации CSB ESC16, в которой при-

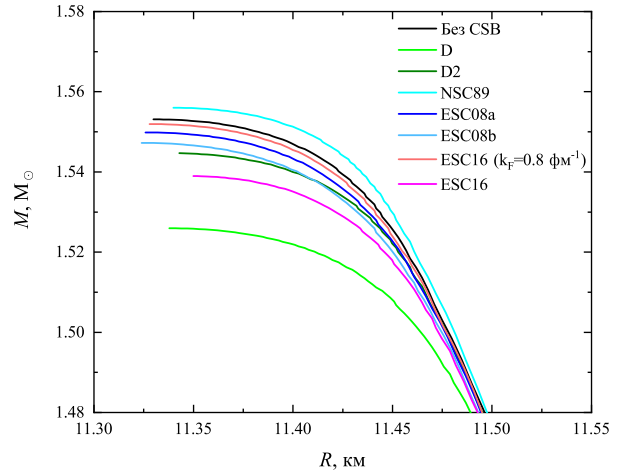


Рис. 2. (Цветная версия доступна в электронном варианте). Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для разных параметризаций CSB-взаимодействия.  $NN$  и  $\Lambda N$  взаимодействие описываются параметризациями  $SLy4$  и  $SLL4'$  соответственно. Кривая ESC16 соответствует полному учету зависимости от плотности, ESC16 ( $k_F = 0.8 \text{ фм}^{-1}$ ) — расчетам с фиксированным значением импульса Ферми

существует зависимость от плотности, мы рассмотрели два варианта: непосредственно учет зависимости от плотности и фиксированное значения импульса Ферми ( $k_F = 0.8 \text{ фм}^{-1}$ ). Второй вариант обоснованно применяется в легких гиперядрах, в то время как в нейтронных звездах различие результатов в этом приближении и в случае последовательного включения зависимости от плотности существенно.

Из рис. 2 видно, что вне зависимости от выбора параметризации эффект CSB оказывает довольно слабое влияние на характеристики нейтронных звезд, изменяя максимальную массу не более чем на  $0.05 M_\odot$ . При этом максимальная масса звезды ( $M_{max}$ ) увеличивается лишь для взаимодействия NSC89 (на величину не более  $0.01 M_\odot$ ), во всех остальных случаях  $M_{max}$  уменьшается. На первый взгляд, это противоречит результатам для гиперядер, где знак эффекта был одним для четырех взаимодействий и противоположным — для трех других. Однако следует учитывать, что в данном случае мы работаем в существенно более широкой области ядерных плотностей. Из формул (22) и (23) следует, что вклады CSB в выражения для энергии  $w_{\Lambda N}$  и давления  $p_{\Lambda N}$ , содержащие  $a_1^{CSB}$ , быстрее растут с плотностью, чем вклады с  $a_0^{CSB}$ . Соответственно во внутренней области нейтронной звезды влияние  $a_1^{CSB}$  увеличивается. В то время, как для гиперядер знак эффекта CSB зависит от знака  $a_0^{CSB}$ , для нейтронных звезд он определяется совместным действием  $a_0^{CSB}$  и  $a_1^{CSB}$ . Сравнение результатов, представлен-

Таблица 2. Энергия связи гиперона  $B_\Lambda$  в изотопах  ${}^9_\Lambda\text{C}$ ,  ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ ,  ${}^{23}_\Lambda\text{C}$ , полученная с использованием взаимодействий SLY4 и SLL4' с силами, зависящими от плотности, или с тройными силами

Многочастичные эффекты	CSB	$B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$ , МэВ	$B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{C})$ , МэВ	$B_\Lambda({}^{23}_\Lambda\text{C})$ , МэВ
Силы, зависящие от плотности	нет CSB	7.58	11.79	15.54
Трехчастичные силы	нет CSB	7.74	11.79	15.86
Силы, зависящие от плотности	NSC89	7.72	11.79	15.34
Трехчастичные силы	NSC89	7.89	11.79	15.64

ных на рис. 2, с результатами из табл. 1 показывает, что даже те параметризации усредненного CSB-потенциала, которые приводят к увеличению энергии связи гиперонов в протон-избыточных гиперядрах, могут приводить к противоположным эффектам в нейтронных звездах. Например, такими являются потенциалы D и D2, их включение приводит к более мягкому уравнению состояния и меньшей максимальной массе.

На рис. 3 показаны зависимости вклада CSB-взаимодействия в химический потенциал гиперона  $\mu_\Lambda^{CSB}$  от барионной плотности. Знак этого вклада при ядерной плотности  $\rho_0$  находится в полном согласии с результатами для гиперядер (табл. 1). Однако при увеличении плотности данная величина ведет себя немонотонно и для некоторых параметризаций меняет знак при высоких плотностях.

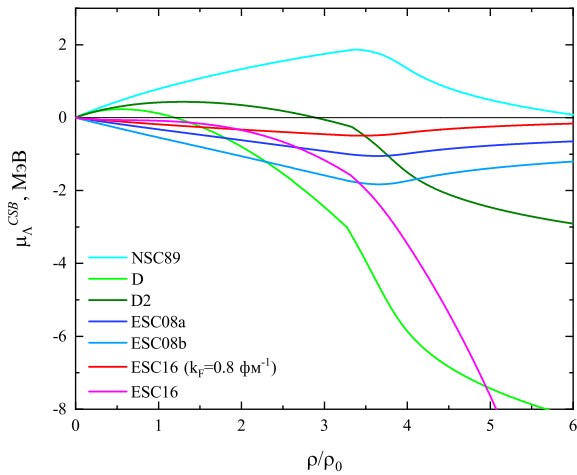


Рис. 3. (Цветная версия доступна в электронном варианте). Зависимость вклада CSB в химический потенциал  $\Lambda$ -гиперона в материи нейтронных звезд от барионной плотности для разных параметризаций CSB-взаимодействия. Обозначения см. на рис. 2

Наиболее ярко влияние среды проявляется в случае параметризации, включающей явную зависимость от плотности. Это видно из сравнения описания характеристики  $\mu_\Lambda^{CSB}$  с помощью параметризации ESC16 при фиксированном импульсе Ферми и с явной зависимостью от плотности. Учет зависи-

мости от плотности в явном виде оказывает значительное влияние на поведение этой характеристики при больших плотностях. Таким образом, учет зависимости параметров CSB от плотности имеет важное значение при описании нейтронных звезд.

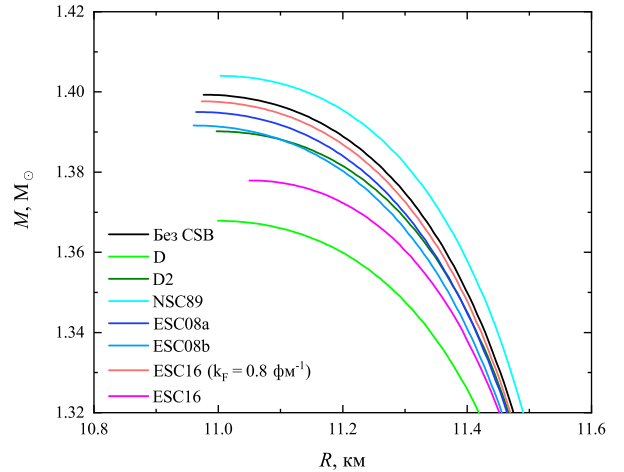


Рис. 4. (Цветная версия доступна в электронном варианте). Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для разных параметризаций CSB-взаимодействия. Для описания  $\Lambda N$ -взаимодействия используется модификация параметризации SLL4' с тройными силами (26). Обозначения см. на рис. 2

Рассмотренные выше зависимости для параметризации  $\Lambda N$ -взаимодействия SLL4' также рассчитывались с многочастичными эффектами, описываемыми с помощью тройных сил вместо зависимости от нуклонной плотности. Полученные результаты для отдельных параметризаций CSB представлены на рис. 4. Замена зависимости от плотности в  $\Lambda N$ -взаимодействии на тройные силы уменьшает максимальную массу и этот эффект оказывается ощутимо сильнее, чем влияние собственно CSB. Качественная картина при этом сохраняется. Анализировать влияние тройных сил на  $\mu_\Lambda^{CSB}$  проблематично, поскольку это влияние является лишь косвенным, через изменение заселенности гиперонов  $Y_\Lambda$  и барионной плотности  $\rho$ .



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен метод описания нарушения зарядовой симметрии в экзотических гиперядрах, а также в нейтронных звездах в рамках подхода Хартри–Фока со взаимодействием Скирма. На основе различных параметризаций потенциала  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$  получены наборы скирмовских параметров  $a_0^{CSB}$  и  $a_1^{CSB}$ , в общем случае включающих зависимость CSB-сил от плотности. Данная зависимость особенно важна при описании нейтронных звезд, плотность вещества которых меняется в широком диапазоне.

Все расчеты проводились с параметризациями  $NN$ -взаимодействия SLy4 и  $\Lambda N$ -взаимодействия SLL4'. Расчеты в протон-избыточном  ${}^9_\Lambda\text{C}$  и нейтрон-избыточном  ${}^{23}_\Lambda\text{C}$  показали, что вклад CSB в  $B_\Lambda$  в легких гиперядрах может достигать 150–200 кэВ, однако знак данного вклада однозначно не определен, по крайней мере в гиперядрах с четно-четным нуклонным остовом. Отличие знаков CSB-сил в синглетном и триплетном состояниях зачастую приводит к сильной взаимной компенсации при переходе к усредненному по спиновому состоянию взаимодействию.

Выбор способа учета многочастичных сил также может приводить к дополнительному эффекту нарушения зарядовой симметрии. А именно: при включении трехчастичных сил возникает квадратичный по проекции изоспина вклад CSB в плотность энергии системы, который отсутствует при использовании сил, зависящих от плотности нуклонов  $\rho_N$ . Соответствующая добавка в энергию свя-

зи гиперона сопоставима по величине с вышеуказанной, однако в зависимости от выбранного CSB-взаимодействия и от того, является ли данное гиперядро протон- или нейтрон-избыточным, эффекты линейного и квадратичного по проекции изоспина вкладов могут как складываться, так и взаимно компенсировать друг друга.

Мы проанализировали влияние эффекта CSB на характеристики нейтронных звезд. Общее влияние CSB достаточно мало и незначительно меняет максимальную массу нейтронной звезды, однако можно наблюдать некоторые интересные закономерности. Так, в нейтронных звездах знак эффекта CSB определяется совместным действием коэффициентов  $a_0^{CSB}$  и  $a_1^{CSB}$ , в отличие от гиперядер, для которых важен главным образом вклад, пропорциональный  $a_0^{CSB}$ . Этот эффект ярко проявляется при рассмотрении поведения такой характеристики, как вклад CSB в химический потенциал  $\Lambda$ -гиперона, которая при высоких плотностях ведет себя немонотонно и может изменить свой знак. Также важное значение имеет правильный учет зависимости от плотности при описании CSB в нейтронных звездах.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса». С.В. Сидоров и С.А. Михеев выражают благодарность за поддержку, оказанную фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

- [1] Miller G.A., Opper A.K., Stephenson E.J. // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56**. 253. (2006).
- [2] Li H.H., Yuan Q., Li J.G. et al. // *Phys. Rev. C.* **107**. 014302. (2023).
- [3] Naito T., Roca-Maza X., Colò G. et al. // *Phys. Rev. C.* **106**. L061306. (2022).
- [4] Davis D.H., Pniewski J. // *Contemp. Phys.* **27**. 91. (1986).
- [5] Bedjidian M., Descroix E., Grossiord J.Y. et al. // *Phys. Lett. B.* **83**. 252. (1979).
- [6] Esser A., Nagao S., Schulz F. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **114**. 232501. (2015).
- [7] Yamamoto T.O., Agnello M., Akazawa Y. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **115**. 222501. (2015).
- [8] Abdallah M.S., Aboona B.E., Adam J. et al. // *Phys. Lett. B.* **834**. 137449. (2022).
- [9] Schäfer M., Barnea N., Gal A. // *Phys. Rev. C.* **106**. L031001. (2022).
- [10] Gal A., Hungerford E.V., Millener D.J. // *Rev. Mod. Phys.* **88**. 035004. (2016).
- [11] Dalitz R., Von Hippel F. // *Phys. Lett.* **10**. 153. (1964).
- [12] Bodmer A.R., Usmani Q.N. // *Phys. Rev. C.* **31**. 1400. (1985).
- [13] Nogga A., Kamada H., Glöckle W. // *Phys. Rev. Lett.* **88**. 172501. (2002).
- [14] Gal A. // *Phys. Lett. B.* **744**. 352. (2015).
- [15] Gazda D., Gal A. // *Nucl. Phys. A.* **954**. 161. (2016).
- [16] Haidenbauer J., Meissner U.-G., Nogga A. // *Few-Body Syst.* **62**. 105. (2021).
- [17] Achenbach P. // *Few-Body Syst.* **58**. 17. (2017).
- [18] Botta E., Bressani T., Feliciello A. // *Nucl. Phys. A.* **960**. 165. (2017).
- [19] Le H., Haidenbauer J., Meissner U.G. et al. // *Phys. Rev. C.* **107**. 024002. (2023).
- [20] Lansky D.E., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu. // *Eur. Phys. Jour. A.* **58**. 203. (2022).
- [21] Cromartie H.T., Fonseca E., Ransom S.M. et al. // *Nature Astronomy.* **1**. 72. (2019).
- [22] Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **119**. 161101. (2017).
- [23] Vautherin D., Brink D.M. // *Phys. Rev. C.* **5**. 626. (1972).
- [24] Rayet M. // *Nucl. Phys. A.* **367**. 381. (1981).
- [25] Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. // *Phys. Rev. D.* **20**. 1633. (1979).
- [26] Yamamoto Y., Motoba T., Rijken T. // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **185**. 72. (2010).
- [27] Maessen P.M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. // *Phys. Rev. C.* **40**. 2226. (1989).
- [28] Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. // *Phys. Rev. D.* **15**. 2547. (1977).

- [29] Nagels M., Rijken Th., Yamamoto Y. // *Phys. Rev. C.* **99**. 044003. (2019).
- [30] Akaishi Y., Harada T., Shinmura S., Myint K.S. // *Phys. Rev. Lett.* **84**. 3539. (2000).
- [31] Mornas L. // *Eur. Phys. J. A.* **24**. 293. (2005).
- [32] Михеев С.А., Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю. // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* **53**. 369 (2022). (Mikheev S.A., Lanskoj D.E., Tretyakova T.Y. // *Phys. Part. Nuclei* **53**. 409. (2022). )
- [33] Miwa K., Ahn J.K., Akazawa Y. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **128**. 072501. (2022).
- [34] Zhang Y., Sagawa H., Hiyama E. // *Phys. Rev. C.* **103**. 034321. (2021).
- [35] Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al. // *Nucl. Phys. A.* **635**. 231. (1998).
- [36] Schulze H.-J., Hiyama E. // *Phys. Rev. C.* **90**. 047301. (2014).
- [37] Сидоров С.В., Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю. // *Физ. Эл. Част. Ат. Яд.* **53**. С. 379. (2022). (Sidorov S.V., Lanskoj D.E., Tretyakova T.Yu // *Phys. Part. Nucl.* **53**. 415. (2022). )
- [38] Millener D.J., Dover C.B., Gal. A. // *Phys. Rev. C.* **38**. 2700. (1988).
- [39] Lanskoj D.E., Yamamoto Y. // *Phys. Rev. C.* **55**. 2330. (1997).
- [40] Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю. // *Ядерная физика.* **49**. С. 1595. (1989). (Lanskoj D.E., Tretyakova T.Y. // *Sov. Jour. Nucl. Phys.* **49**. 987. (1989)).

## Hypernuclei and neutron stars with charge symmetry breaking hyperonic potential

D. E. Lanskoj<sup>1</sup>, S. A. Mikheev<sup>1,2</sup>, S. V. Sidorov<sup>1,2a</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>[sv.sidorov@physics.msu.ru](mailto:sv.sidorov@physics.msu.ru)

In this paper, we propose a method of taking charge symmetry breaking (CSB) in hypernuclei and neutron stars into account within the framework of the Hartree-Fock approach with Skyrme interaction. The parameters of the contribution of  $\Lambda N$ -Skyrme force leading to CSB are derived from the corresponding parameters of the hyperon-nucleon interaction in the meson exchange models. Based on the obtained parameters, the effect of charge symmetry breaking on the hyperon binding energy in carbon hypernuclei is analyzed. The effect of charge symmetry breaking on the characteristics of neutron stars, such as their maximum mass and radii, is considered for the first time.

PACS: 13.75.Ev, 26.60.+c.

*Keywords:* charge symmetry breaking, hyperon-nucleon interaction, hypernuclei, neutron stars.

*Received* 27 June 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 5, pp. 623–633.

### Сведения об авторах

1. Ланской Дмитрий Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: [lanskoj@sinp.msu.ru](mailto:lanskoj@sinp.msu.ru).
2. Михеев Семен Алексеевич — аспирант; e-mail: [mikheev.sa16@physics.msu.ru](mailto:mikheev.sa16@physics.msu.ru).
3. Сидоров Семен Владимирович — аспирант; e-mail: [sv.sidorov@physics.msu.ru](mailto:sv.sidorov@physics.msu.ru).
4. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: [tretyakova@sinp.msu.ru](mailto:tretyakova@sinp.msu.ru).