

УДК 539.144

## СТАБИЛЬНОСТЬ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ $\Lambda$ -ГИПЕРЯДЕР С НЕСВЯЗАННЫМ НУКЛОННЫМ ОСТОВОМ

© 2022 г. С. В. Сидоров<sup>1, 2, 3, \*</sup>, А. С. Корнилова<sup>1</sup>, Д. Е. Ланской<sup>1</sup>, Т. Ю. Третьякова<sup>1, 2, 3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>3</sup>Международная межправительственная организация  
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

\*E-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Структура легких  $\Lambda$ -гиперядер с протонным избытком рассмотрена в рамках подхода Хартри–Фока с эффективным потенциалом Скирма. Показано, что гиперядро  ${}^9_{\Lambda}\text{C}$  является связанным, в отличие от своего нуклонного остова  ${}^8\text{C}$ . Протон-избыточные гиперядра бора, азота и кислорода с несвязанными нуклонными остовами остаются несвязанными.

DOI: 10.31857/S0367676522080191

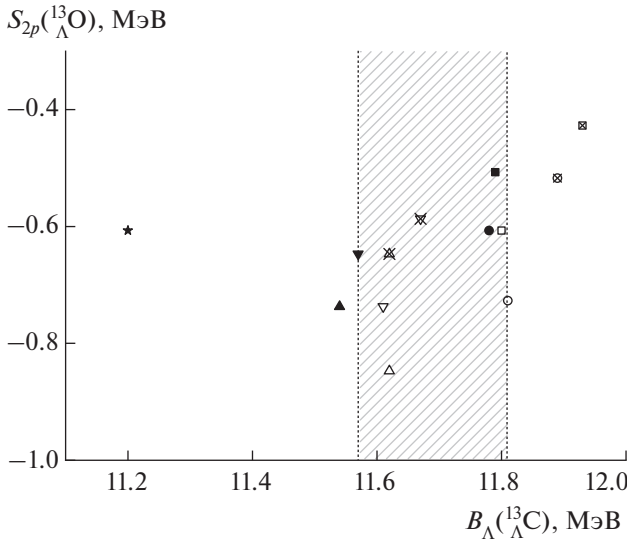
### ВВЕДЕНИЕ

С точки зрения физики барионных систем со странностью гиперядра с протонным или нейтронным избытком представляют особый интерес. Такого рода системы на данный момент весьма скупо изучены в эксперименте, определенные надежды по их получению можно возложить на реакции с тяжелыми ионами, например в рамках экспериментов на NICA в Объединенном институте ядерных исследований [1]. Свойства экзотических гиперядер могут быть весьма интересны с точки зрения изучения деталей нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействий. В частности, это относится к зависимости гиперон-нуклонных сил от барионной плотности, которая играет важную роль в моделировании нейтронных звезд при высоких плотностях, а также к нарушению зарядовой симметрии, что может существенно отразиться на структуре гиперядер с нейтронным или протонным избытком [2–5]. Благодаря связывающей роли  $\Lambda$ -гиперона существует вероятность сделать более стабильными слабосвязанные системы на границе существования ядер и даже получить стабильные гиперядра несвязанным ядерным остовом.

Мы рассматриваем протон-избыточные гиперядра  $5 \leq Z \leq 8$  с нуклонным остовом за границей существования ядер. Согласно современным экспериментальным данным, в области протонного избытка граница существования обычных ядер лежит за связанными изотопами  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^9\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{N}$  и  ${}^{13}\text{O}$ . Благодаря притягивающему характеру  $\Lambda\text{N}$ -взаимодействия добавление  $\Lambda$ -гиперона к этим ядрам очевидно приводит к образованию связанных гиперядер. Более интересны с этой точки зрения гиперядра  ${}^8_{\Lambda}\text{B}$ ,  ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ ,  ${}^{12}_{\Lambda}\text{N}$  и  ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ , имеющие несвязанный нуклонный остов. Основная цель нашей работы – определить границы существования связанных протон-избыточных гиперядер с  $5 \leq Z \leq 8$ .

### МЕТОД СКИРМА–ХАРТРИ–ФОКА ДЛЯ ГИПЕРЯДЕР

Структура исследуемых гиперядер рассмотрена в приближении Хартри–Фока с использованием эффективных потенциалов в форме сил Скирма, при этом нуклон-нуклонные (NN) [6] и гиперон-нуклонные ( $\Lambda\text{N}$ ) [7] взаимодействия записываются в стандартном виде:



**Рис. 1.** Энергия отделения двух протонов  $S_{2p}$  в  ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$  в зависимости от энергии связи гиперона  $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C})$  для различных параметризаций NN и  $\Lambda\text{N}$  взаимодействий. Штрихованная область соответствует экспериментальному значению  $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C}) = 11.69 \pm 0.12$  МэВ. Закрашенные, пустые и перечеркнутые точки отвечают NN-взаимодействиям SLy4, SkM\*, SIII соответственно. Различные формы точек отвечают различным  $\Lambda\text{N}$ -взаимодействиям:  $\blacksquare$  – SLL4',  $\blacktriangle$  – LY1,  $\blacktriangledown$  – LY5r,  $\bullet$  – SLL4,  $\star$  – YBZ5.

$$\begin{aligned}
 V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P_{\sigma})\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 &+ \frac{1}{2}t_1(1 + x_1 P_{\sigma}) \times \left[ \mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2 \right] + \\
 &+ t_2(1 + x_2 P_{\sigma}) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \\
 &+ \frac{1}{6}t_3(1 + x_3 P_{\sigma}) \rho^{\alpha}(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 &+ iW_0 \sigma[(\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k})], \\
 V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_{\Lambda}) &= t_0^{\Lambda} (1 + x_0^{\Lambda} P_{\sigma}) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) + \\
 &+ \frac{1}{2}t_1^{\Lambda} \left[ \mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) + \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) \mathbf{k}^2 \right] + \\
 &+ t_2^{\Lambda} \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) \mathbf{k} + \frac{3}{8}t_3^{\Lambda} (1 + x_3^{\Lambda} P_{\sigma}) \rho^{\gamma}(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}).
 \end{aligned}$$

Здесь  $t_0 \dots t_3, x_0 \dots x_3, \alpha, W_0$  – параметры NN-взаимодействия,  $t_0^{\Lambda} \dots t_3^{\Lambda}, x_0^{\Lambda}, x_3^{\Lambda}, \gamma$  – параметры  $\Lambda\text{N}$ -взаимодействия,  $P_{\sigma}$  – оператор перестановки спинов, оператор импульса относительного движения  $\mathbf{k}$  действует на правую обкладку матричного элемента, а  $\mathbf{k}'$  – на левую,  $\rho(\mathbf{R}) = \rho((\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2)$  – плотность нуклонов.

Различные комбинации параметризаций нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного сил, от-

ражающие различные свойства взаимодействий, приводят к достаточно удовлетворительному описанию известных энергий связи  $\Lambda$ -гиперона  $B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) = B({}^AZ) - B({}^{A-1}Z)$  в легких гиперядрах.

Чтобы проверить, связано ли данное гиперядро относительно испускания одного или двух протонов, необходимо определить соответствующие значения энергий отделения протонов. Следует отметить, что наш подход чрезмерно связывает протон-избыточные гиперядра. В частности, все нуклонные остовы гиперядер, рассмотренные в нашей работе, ( ${}^7\text{B}$ ,  ${}^8\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{N}$  и  ${}^{12}\text{O}$ ) в данном подходе оказываются связанными. Это одна из причин, почему мы напрямую не определяем энергии отделения протонов. С другой стороны, энергии связи гиперонов, основанные на разности энергий связи, с достаточной точностью согласуются с имеющимися данными [8]. Энергия отделения протона  $S_p$  (или двух протонов  $S_{2p}$ ) в гиперядре рассчитывается следующим образом:

$$S_p({}^A_{\Lambda}Z) = S_p({}^{A-1}Z) + B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) - B_{\Lambda}({}^{A-1}(Z-1)), \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
 S_{2p}({}^A_{\Lambda}Z) &= S_{2p}({}^{A-1}Z) + B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) - \\
 &- B_{\Lambda}({}^{A-2}(Z-2)).
 \end{aligned} \quad (2)$$

Важно, что значения  $S_p({}^{A-1}Z)$  или  $S_{2p}({}^{A-1}Z)$  мы всегда берем из эксперимента, в то время как для энергии связи гиперона  $B_{\Lambda}$  при отсутствии экспериментальных данных используется модельная оценка, полученная в методе Скирма–Хартри–Фока.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

При выборе тех или иных параметризаций взаимодействия Скирма мы в первую очередь руководствовались качеством описания экспериментальных значений энергии связи гиперона в легких гиперядрах. Такие наборы параметров NN-взаимодействия, как SLy4 [9], SkM\* [10] и SkIII [11] активно используются в научной литературе и достаточно адекватно описывают характеристики легких ядер. В качестве  $\Lambda\text{N}$  сил мы используем параметризации SLL4, SLL4' [12], LY1 [13], LY5r [14], а также YBZ5 [15].

На рис. 1 показаны значения энергии отделения двух протонов  $S_{2p}$  для гиперядра  ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ . Известно, что его нуклонный остов  ${}^{12}\text{O}$  не стабилен относительно испускания двух протонов с энергией отделения  $S_{2p} = -1.638$  МэВ [16], следовательно, гиперядро  ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$  должно распадаться аналогичным образом. Точки на рисунке относятся к различным комбинациям скирмовских параметризаций NN и  $\Lambda\text{N}$ -взаимодействий. Значения  $S_{2p}$  представлены в зависимости от энергии связи гиперо-

на  $B_\Lambda$  в соседнем гиперядре  $^{13}_\Lambda\text{C}$ . Сравнение расчетных значений с экспериментальной величиной  $B_\Lambda = 11.69 \pm 0.12$  МэВ [18] показывает, что большинство рассмотренных параметризаций приводят к достаточно реалистичным оценкам энергии связи гиперона. Поскольку все полученные значения  $S_{2p}$  лежат ниже нуля, можно с уверенностью заключить, что  $^{13}_\Lambda\text{O}$  не связан. Аналогичное рассмотрение гиперядер  $^8_\Lambda\text{B}$  and  $^{12}_\Lambda\text{N}$  показывает, что эти гиперядра также должны распадаться с испусканием одного протона.

Гиперядро  $^9_\Lambda\text{C}$  представляет особый интерес благодаря уникальному соотношению протонов и нейтронов 3 : 1 – столь значительным протонным избытком не обладает ни одно из ядер или гиперядер. Его нуклонный остов распадается с испусканием четырех протонов в результате двухступенчатого процесса:  $^8\text{C} \rightarrow ^6\text{Be} + 2p$ ,  $^6\text{Be} \rightarrow ^4\text{He} + 2p$ . В отличие от  $^6\text{Be}$ ,  $^7_\Lambda\text{Be}$  является связанным гиперядром, что означает, что для  $^9_\Lambda\text{C}$  основным каналом распада должно быть испускание двух протонов:  $^9_\Lambda\text{C} \rightarrow ^7_\Lambda\text{Be} + 2p$ . Если этот канал закрыт, то реакция испускания четырех протонов  $^9_\Lambda\text{C} \rightarrow ^5\text{He} + 4p$  тем более будет запрещена. Таким образом, мы рассматриваем величину именно  $S_{2p}(^8\text{C})$ . Значения  $S_{2p}(^8\text{C})$  и  $B_\Lambda(^7\text{Be})$ , необходимые для расчетов по формуле (2) известны из эксперимента ( $S_{2p}(^8\text{C}) = -2.14$  МэВ [16],  $B_\Lambda(^7\text{Be}) = 5.16$  МэВ [17]), таким образом мы получаем модельные оценки только для  $B_\Lambda(^9\text{C})$ .

На рис. 2 показаны рассчитанные значения  $S_{2p}(^9\text{C})$  в зависимости от  $B_\Lambda$  в соседних гиперядрах  $^9_\Lambda\text{B}$  и  $^9_\Lambda\text{Li}$ . Левый и правый символ в каждой паре значений относится к энергиям связи гиперона  $B_\Lambda(^9\text{B})$  и  $B_\Lambda(^9\text{Li})$ , соответственно. Две заштрихованные области показывают коридоры, соответствующие экспериментальным значениям  $B_\Lambda(^9\text{B})$  и  $B_\Lambda(^9\text{Li})$ . Видно, что рассмотренные параметризации взаимодействий в большинстве приводят к заниженным значениям энергии связи гиперона  $B_\Lambda(^9\text{B})$  и  $B_\Lambda(^9\text{Li})$  (экспериментальные данные из работы [17]). Однако, чем лучше описание экспериментальных значений  $B_\Lambda(^9\text{B})$  и  $B_\Lambda(^9\text{Li})$ , тем выше значение энергии отделения двух протонов  $S_{2p}(^9\text{C})$ , что указывает на ее поло-

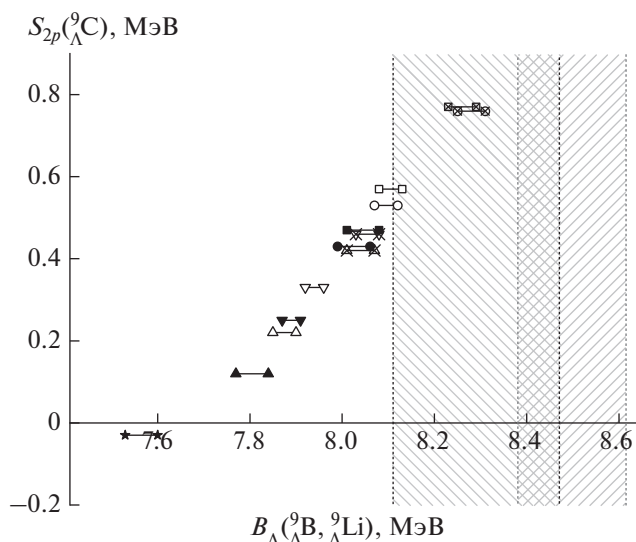


Рис. 2. Энергия отделения двух протонов  $S_{2p}$  в  $^9_\Lambda\text{C}$  в зависимости от энергии связи гиперона  $B_\Lambda$  в гиперядрах  $^9_\Lambda\text{B}$  и  $^9_\Lambda\text{Li}$ . В каждой паре левый и правый символ показывают  $B_\Lambda(^9\text{B})$  и  $B_\Lambda(^9\text{Li})$  соответственно. Две штрихованные области соответствуют экспериментальным значениям  $B_\Lambda(^9\text{B}) = 8.29 \pm 0.18$  МэВ и  $B_\Lambda(^9\text{Li}) = 8.50 \pm 0.12$  МэВ. Обозначения как на рис. 1.

жительное значение:  $S_{2p}(^9\text{C}) > 0$ . Тем самым можно утверждать, что гиперядро  $^9_\Lambda\text{C}$  является связанным.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках подхода Скимма–Хартри–Фока рассмотрены характеристики легких  $\Lambda$ -гиперядер с протонным избытком и сделаны предсказания относительно стабильности гиперядер с  $5 \leq Z \leq 8$ . Реалистичность данных предсказаний базируется на адекватном описании энергий связи  $\Lambda$ -гиперона в легких гиперядрах, которая может быть использована в расчетах энергий отделения одного или двух протонов. Показано, что гиперядро  $^9_\Lambda\text{C}$  является связанным, что делает его единственным нуклидом с тройным перевесом числа протонов над нейтронами. Остальные рассмотренные гиперядра  $^8_\Lambda\text{B}$ ,  $^{12}_\Lambda\text{N}$  и  $^{13}_\Lambda\text{O}$  нестабильны по отношению к испусканию протонов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rappold C., Lopez-Fidalgo J.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 044616.

2. *Tretyakova T., Lanskoj D.* // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 391.
3. *Gal A.* // Phys. Lett. B. 2015. V. 744. P. 352.
4. *Achenbach P.* // Few-Body Syst. 2017. V. 58. P. 1.
5. *Botta E., Bressani T., Felicielo A.* // Nucl. Phys. A. 2017. V. 960. P. 165.
6. *Vautherin D., Brink D.* // Phys. Rev. C. 1972. V. 5. P. 626.
7. *Rayet. M.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 367. No. 3. P. 381.
8. *Sidorov S., Lanskoj D., Tretyakova T.* // Proc. LXX Int. Conf. “NUCLEUS–2020” (St Petersburg, 2020). P. 40.
9. *Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 635. P. 231.
10. *Bartel J., Quentin P., Brack M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386. P. 79.
11. *Beiner M., Flocard H., Van Giai N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 238. P. 29.
12. *Schulze H.-J., Hiyama E.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 047301.
13. *Lanskoj D., Yamamoto Y.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 2330.
14. *Zhang Y., Sagawa H., Hiyama E.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 034321.
15. *Yamamoto Y., Bandō H., Žofka J.* // Prog. Theor. Phys. 1988. V. 80. P. 757.
16. *Wang M., Huang W.J., Kondev F.G. et al.* // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. Art. No. 030003.
17. *Gal A., Hungerford E., Millener D.* // Rev. Mod. Phys. V. 88. Art. No. 035004.

### Stability of light exotic $\Lambda$ -hypernuclei with unstable cores

**S. V. Sidorov<sup>a, b, c, \*</sup>, A. S. Kornilova<sup>a</sup>, D. E. Lanskoj<sup>a</sup>, T. Yu. Tretyakova<sup>a, b, c</sup>**

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

<sup>b</sup> Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>c</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

\*e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru

The structure of light proton-rich  $\Lambda$ -hypernuclei is addressed in the framework of the Hartree–Fock approach with effective potentials in the Skyrme form. We argue that the  ${}^9_{\Lambda}\text{C}$  hypernucleus is bound contrary to its nuclear core  ${}^8\text{C}$ . Proton-rich boron, nitrogen, and oxygen hypernucleus with unstable cores are shown to remain unbound.