

УДК 539.144

СТАБИЛЬНОСТЬ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ Λ -ГИПЕРЯДЕР С НЕСВЯЗАННЫМ НУКЛОННЫМ ОСТОВОМ

© 2022 г. С. В. Сидоров^{1, 2, 3, *}, А. С. Корнилова¹, Д. Е. Ланской¹, Т. Ю. Третьякова^{1, 2, 3}

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

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

³Международная 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 Λ -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 Λ -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 ΛN -взаимодействия добавление Λ -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–ХАТТРИ–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 (ΛN) [7] взаимодействия записываются в стандартном виде:

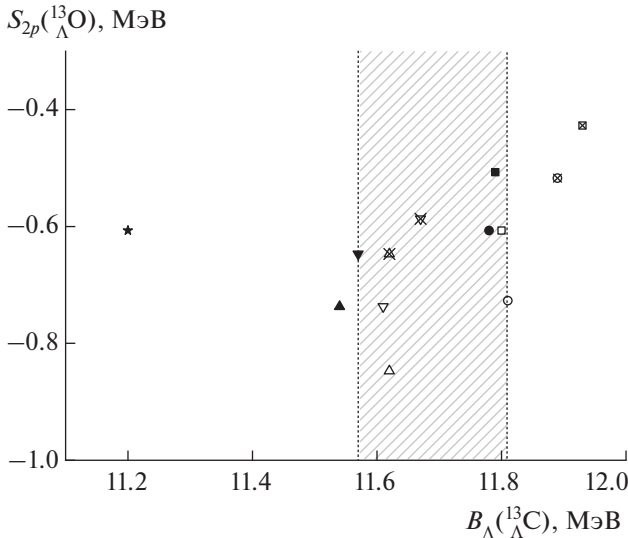


Рис. 1. Энергия отделения двух протонов S_{2p} в ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ в зависимости от энергии связи гиперона $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C})$ для различных параметризаций NN и ΛN взаимодействий. Штрихованная область соответствует экспериментальному значению $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C})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

$$\begin{aligned}
 V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 &+ \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \times \left[\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2 \right] + \\
 &+ t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \\
 &+ \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 &+ i W_0 \sigma[(\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k})], \\
 V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_\Lambda) &= t_0^\Lambda (1 + x_0^\Lambda P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) + \\
 &+ \frac{1}{2} t_1^\Lambda \left[\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) + \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \mathbf{k}^2 \right] + \\
 &+ t_2^\Lambda \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \mathbf{k} + \frac{3}{8} t_3^\Lambda (1 + x_3^\Lambda P_\sigma) \rho^\gamma(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda).
 \end{aligned}$$

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 ΛN -взаимодействия, P_σ – 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 Λ -гиперона $B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) = B({}^A_{\Lambda}Z) - B({}^{A-1}Z)$ 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_{Λ} 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 ΛN 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 энергий 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 ΛN -взаимодействий. Значения S_{2p} представлены в зависимости от энергии связи гиперо-

на B_Λ 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 ^6Be , $^7_\Lambda\text{Be}$ 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 $B_\Lambda(^7_\Lambda\text{Be})$, необходимые для расчетов по формуле (2) известны из эксперимента ($S_{2p}(^8\text{C}) = -2.14$ МэВ [16], $B_\Lambda(^7_\Lambda\text{Be}) = 5.16$ МэВ [17]), таким образом мы получаем модельные оценки только для $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{C})$.

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

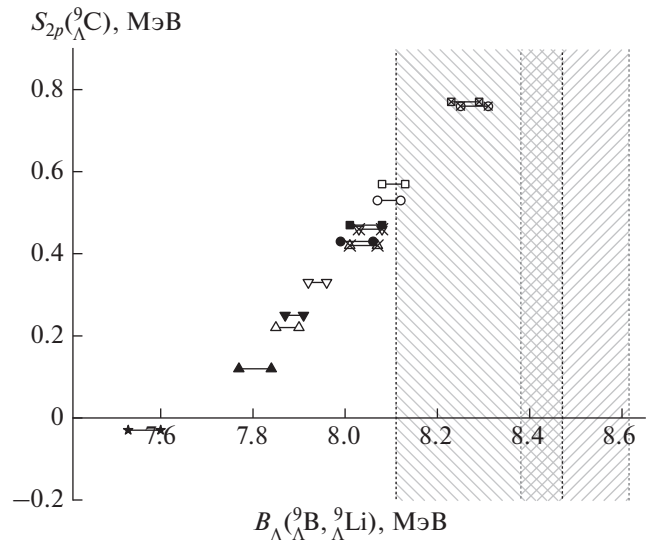


Рис. 2. Энергия отделения двух протонов S_{2p} в $^9_\Lambda\text{C}$ в зависимости от энергии связи гиперона B_Λ в гиперядрах $^9_\Lambda\text{B}$ и $^9_\Lambda\text{Li}$. В каждой паре левый и правый символ показывают $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$ соответственно.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

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

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках подхода Скимма–Хартри–Фока рассмотрены характеристики легких Λ -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 Λ -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 Λ -hypernuclei with unstable cores

S. V. Sidorov^{a, b, c, *}, A. S. Kornilova^a, D. E. Lanskoj^a, T. Yu. Tretyakova^{a, b, c}

^a Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^b Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^c Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

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

The structure of light proton-rich Λ -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.