

УДК 539.142.2 + 539.143.24

## О СТАБИЛЬНОСТИ ЯДЕР С БОЛЬШИМ ИЗБЫТКОМ НЕЙТРОНОВ

*К. А. Гриднев<sup>а</sup>, Д. К. Гриднев<sup>а</sup>, В. Г. Картавенко<sup>б</sup>,  
В. Е. Митрошин<sup>в</sup>, В. Н. Тарасов<sup>з,д,1</sup>, Д. В. Тарасов<sup>з</sup>, В. Грайнер<sup>е</sup>*

<sup>а</sup> Институт физики им. В. А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, Россия

<sup>б</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>в</sup> Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Украина

<sup>з</sup> ННЦ Харьковский физико-технический институт, Украина

<sup>д</sup> Академия гражданской защиты МЧС Украины, Украина

<sup>е</sup> Frankfurt Institute for Advanced Studies, J. W. Goethe University, Frankfurt am Main, Germany

В приближении Хартри–Фока с эффективными силами Скирма SLy4 и Ska изучен вопрос о границах стабильности к испусканию одного и двух нейтронов у изотопов  $^{4-12}\text{He}$ ,  $^{14-44}\text{O}$ ,  $^{38-80}\text{Ca}$ . Обнаружен «остров стабильности»  $^{40}\text{O}$ .

Within the Hartree–Fock approximation with the effective Skyrme-like forces SLy4 and Ska we have investigated the question about the nuclear drip-line with respect to ejection of one or two neutrons from isotopes  $^{4-12}\text{He}$ ,  $^{14-44}\text{O}$ ,  $^{38-80}\text{Ca}$ . We have found «the island of stability» —  $^{40}\text{O}$ .

1. Для изучения свойств атомных ядер широко используется метод Хартри–Фока (ХФ) с эффективным взаимодействием Скирма [1, 2]. Этим методом удается хорошо описать такие ядерные характеристики, как энергии связи, средние квадраты зарядовых радиусов (СКЗР), электромагнитные мультипольные моменты ядер и др. Достаточно полная библиография результатов расчетов свойств ядер методом ХФ представлена в [3, 4]. Важная особенность рассматриваемого подхода состоит в том, что для расчетов характеристик отдельных атомных ядер или их больших групп используется один и тот же набор параметров эффективного взаимодействия без их подгонки для каждой отдельной области  $N$  и  $Z$ . При этом описание свойств ядер методом ХФ дает хорошие результаты не только для  $\beta$ -стабильных четно-четных сферических и деформированных ядер [1, 3–6], но и для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных ядер, близких к границе нуклонной стабильности [7, 8], а в ряде случаев удается вполне удовлетворительно описать и реально наблюдаемые спектры возбужденных состояний [9].

В настоящей работе представлены первые итоги наших исследований методом ХФ по поиску стабильных сильно нейтроноизбыточных ядер, лежащих далеко за пределами границы нуклонной стабильности. Интерес к изучению этого вопроса обусловлен прогрессом в области получения пучков радиоактивных ионов и появлением новых экспериментальных данных для сильно нейтроноизбыточных ядер.

---

<sup>1</sup>E-mail: vtarasov@kipt.kharkov.ua

2. Методы расчетов структуры атомных ядер в приближении ХФ с эффективным взаимодействием Скирма подробно изложены в [1, 3, 4, 10] для сферических ядер (СХФ) и в [4, 11, 12] для деформированных ядер, обладающих аксиальной симметрией (ДХФ). Поэтому отметим только некоторые детали расчетов в ДХФ.

Прежде всего, приведем явное выражение для обычно используемых двухнуклонных эффективных зависящих от плотности сил Скирма [1–3, 13, 14]:

$$V_{ij} = t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1 P_\sigma)[\mathbf{k}'^2\delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r})\mathbf{k}^2] + t_2(1 + x_2 P_\sigma)\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r})\mathbf{k} + \frac{1}{6}t_3(1 + x_3 P_\sigma)\rho^\alpha(\mathbf{R})\delta(\mathbf{r}) + iW_0[\mathbf{k}' \times (\mathbf{r})\mathbf{k}](\sigma_i + \sigma_j)\delta,$$

где  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ ,  $\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)$ ,  $\mathbf{k} = \frac{-i}{2}(\nabla_i - \nabla_j)$ ,  $\mathbf{k}' = \frac{i}{2}(\nabla_i - \nabla_j)$ ,  $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_i\sigma_j)$ , а  $t_n$ ,  $x_n$  ( $n = 0, 1, 2, 3$ ),  $\alpha$ ,  $W_0$  — параметры, численные значения которых определяются из вполне определенных физических соображений [1, 3, 13–16].

Значения параметров используемых сил Скирма

| Силы | $t_0$ ,<br>МэВ·фм <sup>3</sup> | $t_1$ ,<br>МэВ·фм <sup>5</sup> | $t_2$ ,<br>МэВ·фм <sup>5</sup> | $t_3$ ,<br>МэВ·фм <sup>3+3α</sup> | $x_0$  | $x_1$  | $x_2$  | $x_3$  | $W_0$ ,<br>МэВ·фм <sup>5</sup> | $\alpha$ |
|------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-----------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------------------------------|----------|
| SLy4 | -2488,91                       | 486,82                         | -546,39                        | 13777,0                           | 0,834  | -0,344 | -1,000 | 1,354  | 123,0                          | 1/6      |
| Ska  | -1602,78                       | 570,88                         | -67,70                         | 8000,0                            | -0,020 | 0,0    | 0,0    | -0,286 | 125,0                          | 1/3      |

Среди используемых вариантов сил Скирма в последние годы наиболее широко обсуждаемыми являются SLy4 [16]. Однако в нашей работе [9] еще 1985 г. было показано, что наиболее удовлетворительное описание наблюдаемых спектров деформированных ядер <sup>25</sup>Mg и изотопов <sup>29,31</sup>Si получается с силами Ska [17]. По этой причине для изучения интересующего нас явления мы остановили свой выбор на этих двух типах взаимодействия, параметризация которых представлена в таблице.

Учет эффектов спаривания проводится в приближении Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [3], с константой спаривания  $G = 19/A$  как для протонов, так и для нейтронов, и только в пространстве связанных одночастичных состояний. Основания для этого такие. Во-первых, с этой параметризацией получается приемлемое описание четно-нечетной разности масс ядер с развитым спариванием в долине стабильности. Во-вторых, для рассматриваемых нами ядер, лежащих вблизи границы нуклонной стабильности, в принятом нами грубом приближении учета только связанных одночастичных состояний учет спаривания не влияет на результаты расчетов границ нуклонной стабильности. Но, как известно [18, 19], учет непрерывного спектра усиливает эффекты спаривания вблизи границы стабильности. Однако вопрос о корректном учете непрерывного спектра, на наш взгляд, нельзя считать окончательно решенным. Дело в том, что как в приближении константного спаривания, так и в приближении  $\delta$ -сил учет непрерывного спектра ведет к логарифмической расходимости значения спаривательной щели от значения энергии  $E_{\max}$ , при которой обрезают непрерывный спектр. Для иллюстрации роли спаривательных сил на рис. 1, а, б представлены вычисленные нами энергии отделения двух нейтронов  $S_{2n}$ , с учетом и без учета сил спаривания для двух рассматриваемых типов эффективных сил в

сравнении с данными эксперимента [20]. Как видно, для изучаемых нейтроноизбыточных изотопов кислорода влияние учета спаривательных сил на величины  $S_{2n}$  незначительно, так как вычисленные  $S_{2n}$  с учетом и без учета спаривания слабо отличаются друг от друга. Учет спаривания в используемом нами подходе в основном проявляется только в подавлении деформации ядер.

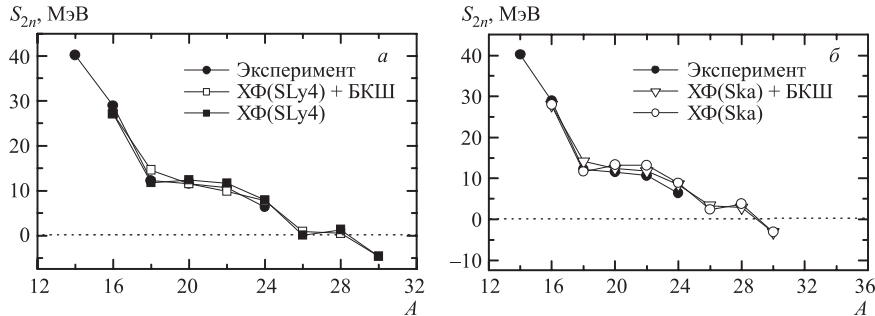


Рис. 1. Рассчитанные значения энергии отделения двух нейтронов  $S_{2n}$  изотопов  $^{14-44}\text{O}$  с различными вариантами сил Скирма с учетом спаривания (+БКШ) и без него в сравнении с экспериментальными данными

Члены, описывающие прямое и обменное кулоновские взаимодействия, и кулоновская энергия рассчитывались с точечным распределением заряда протонов.

Нами использовался итерационный метод решения системы уравнений ДХФ, подробно изложенный в [11, 12]. В этом методе искомые одночастичные волновые функции ДХФ раскладываются в ряд по полному набору собственных волновых функций аксиально деформированного гармонического осциллятора

$$V(r, z) = m\omega_r^2 r^2 / 2 + m\omega_z^2 z^2 / 2.$$

В практических расчетах всегда приходится ограничивать размерность базиса. Поэтому возникает зависимость энергии связи и всех вычисляемых величин от параметров базиса, характеризуемых двумя величинами:  $q = \omega_r / \omega_z$  и  $\beta = [m(\omega_r^2 \omega_z)^{1/3} / \hbar]^{1/2}$ , которые выбираются из условия минимальности полной энергии  $E(q, \beta)$ . Вопросу выбора оптимальных параметров базиса уделялось особое внимание: строилась сетка значений  $E(q, \beta)$  по параметрам  $q, \beta$  размерностью  $10 \times 10$  и после нахождения минимума энергии процедура повторялась с уменьшенным в 10 раз шагом по параметрам  $q, \beta$ . Этого оказывалось достаточно, для того чтобы с высокой точностью определить оптимальные параметры базиса на каждой итерации. Именно оптимизация базиса по параметрам  $q, \beta$  позволяет использовать его относительно малые размерности (см. ниже). Максимальная размерность базиса, используемого в настоящих расчетах,  $N_0 = 10$  (286 базисных функций), где  $N_0$  — максимальное главное осцилляторное квантовое число базиса. Результаты расчетов в приближении  $N_0 = 8$  показали, что они практически не отличаются от приближения  $N_0 = 10$ . Это дает уверенность в том, что дальнейшее расширение пространства состояний не является необходимым.

Для поиска «островов стабильности» в настоящей работе нами исследовались изотопы  $^{4-12}\text{He}$ ,  $^{14-44}\text{O}$ ,  $^{38-80}\text{Ca}$ .

3. При поиске «островов стабильности» нами изучался и вопрос о том, насколько сильно различаются результаты расчетов основных характеристик исследуемых ядер для двух выбранных нами типов сил Скирма.

3.1. *Изотопы*  $^{4-12}\text{He}$ . Для указанных изотопов не было получено результатов, сколько-либо отличающихся от ранее известных [21], и потому мы здесь их не приводим. Но отмечаем этот момент для того, чтобы подчеркнуть согласованность различных методов решения уравнений ХФ.

3.2. *Изотопы*  $^{14-44}\text{O}$ . На рис. 2, а, б представлены результаты расчетов протонного и нейтронного среднеквадратичных радиусов для Ska и SLy4 без учета спаривательного взаимодействия и с учетом последнего (на нейтронных среднеквадратичных радиусах учет спаривания практически никак не проявляется). Как видно из рисунка, результаты для двух используемых типов взаимодействия очень близки, а существенные отличия наступают лишь при  $A = 30$  (первые нестабильные изотопы). Это обусловлено более «бедной» структурой одночастичного спектра вблизи ферми-поверхности для сил SLy4 по сравнению с тем, что дают силы Ska.

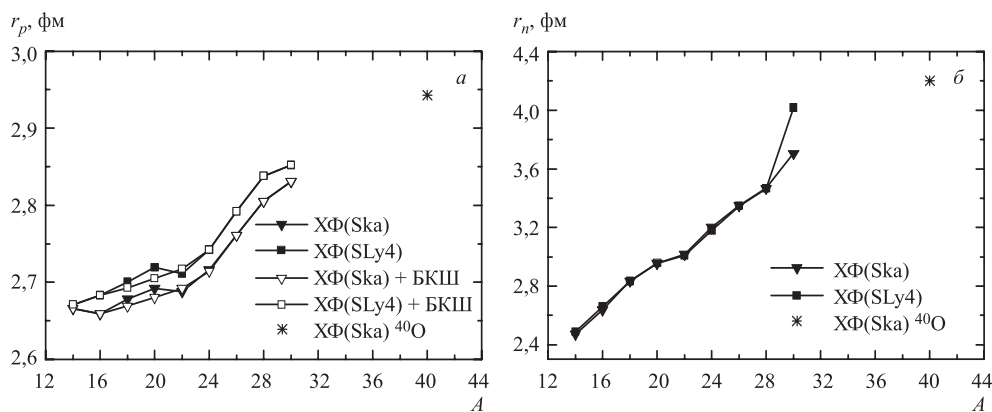


Рис. 2. Рассчитанные значения протонного  $r_p$  (а) и нейтронного  $r_n$  (б) среднеквадратичных радиусов изотопов  $^{14-44}\text{O}$  с различными вариантами сил Скирма с учетом спаривания (+БКШ) и без него

На рис. 3, а-в представлены результаты расчетов энергий отделения одного и двух нуклонов (протонов и нейтронов соответственно) в зависимости от массового числа в сравнении с известными экспериментальными данными.

Вычисление энергии отделения одного нуклона проводилось в приближении, когда спаривание отсутствует, т. е. на рисунках приведены рассчитанные значения энергии  $\bar{e}_j$  последнего заполняемого уровня. Основания для этого такие. Когда абсолютная величина  $\bar{e}_j$  велика (см. рис. 3, а — для протонов), то энергия квазичастицы практически совпадает с энергией частицы. При приближении к границе нуклонной стабильности ядер, когда  $\bar{e}_j \rightarrow 0$ , спаривательная щель  $\Delta$  быстро стремится к нулю, особенно в том случае, если учитывать эффект блокировки. Это и дает все основания сравнивать с энергией отделения нуклона  $S_\tau$  именно величину «минус»  $\bar{e}_j$ .

Из сопоставления с экспериментом (рис. 3, а, б) видно, что как Ska, так и SLy4 вполне удовлетворительно и примерно с одинаковым качеством описывают известные экспери-

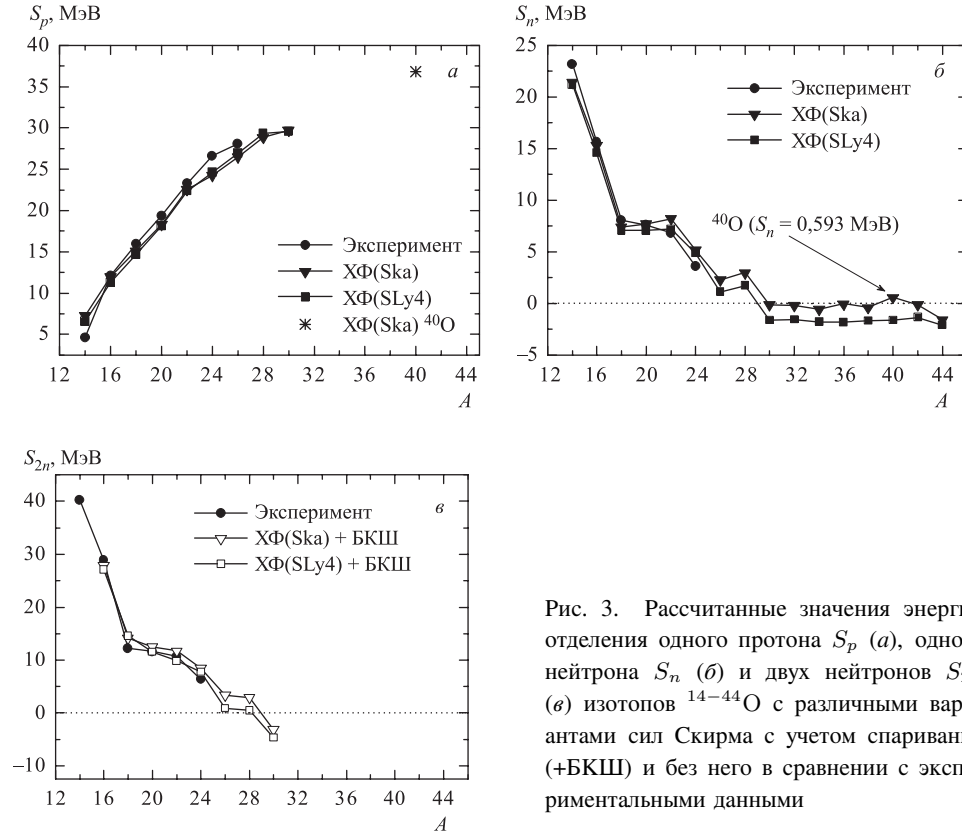


Рис. 3. Рассчитанные значения энергии отделения одного протона  $S_p$  (а), одного нейтрона  $S_n$  (б) и двух нейтронов  $S_{2n}$  (в) изотопов  $^{14-44}\text{O}$  с различными вариантами сил Скирма с учетом спаривания (+БКШ) и без него в сравнении с экспериментальными данными

ментальные данные. Что же касается энергий отделения двух нейтронов (рис. 3, в), то при общем удовлетворительном описании данных эксперимента силы Ska несколько лучше отражают наблюдаемую в области  $A = 18 \div 24$  экспериментальную тенденцию. Как и в работе [21], последним нуклоностабильным изотопом является  $A = 28$ . Экспериментально пока установлено существование изотопа  $^{24}\text{O}$ ; но большая энергия отделения как одного, так и двух нейтронов для этого изотопа (рис. 3, б, в) не отрицает, а скорее, указывает на существование более тяжелых стабильных к испусканию нейтронов изотопов кислорода.

В представленных расчетах с силами Ska нами был обнаружен стабильный к испусканию как двух, так и одного нейтрона изотоп  $^{40}\text{O}$ . Соответствующие этому изотопу данные расчета СКЗР,  $S_p$ ,  $S_n$  изображены на рис. 2 и 3, а, б звездочкой или стрелкой. Подчеркнем, что, хотя изотоп  $^{40}\text{O}$  безусловно стабилен к испусканию двух нейтронов, соседние изотопы нестабильны, именно из-за этого вычислить точное значение  $S_{2n}$  невозможно; поэтому мы его и не приводим. Возрастание нуклонной стабильности в районе  $^{40}\text{O}$ , на наш взгляд, обусловлено эволюцией самосогласованного среднего поля с ростом числа нейтронов, хотя природа этого явления пока не совсем ясна и нами изучается.

Карта распределения протонной и нейтронной плотностей в координатах  $r, z$  (с учетом симметрии рассматриваемой задачи) для  $^{40}\text{O}$  представлена на рис. 4, а, б. Для сравнения на рис. 4, в, г показана аналогичная карта для  $^{20}\text{O}$ . Отметим, что изотоп  $^{40}\text{O}$  в

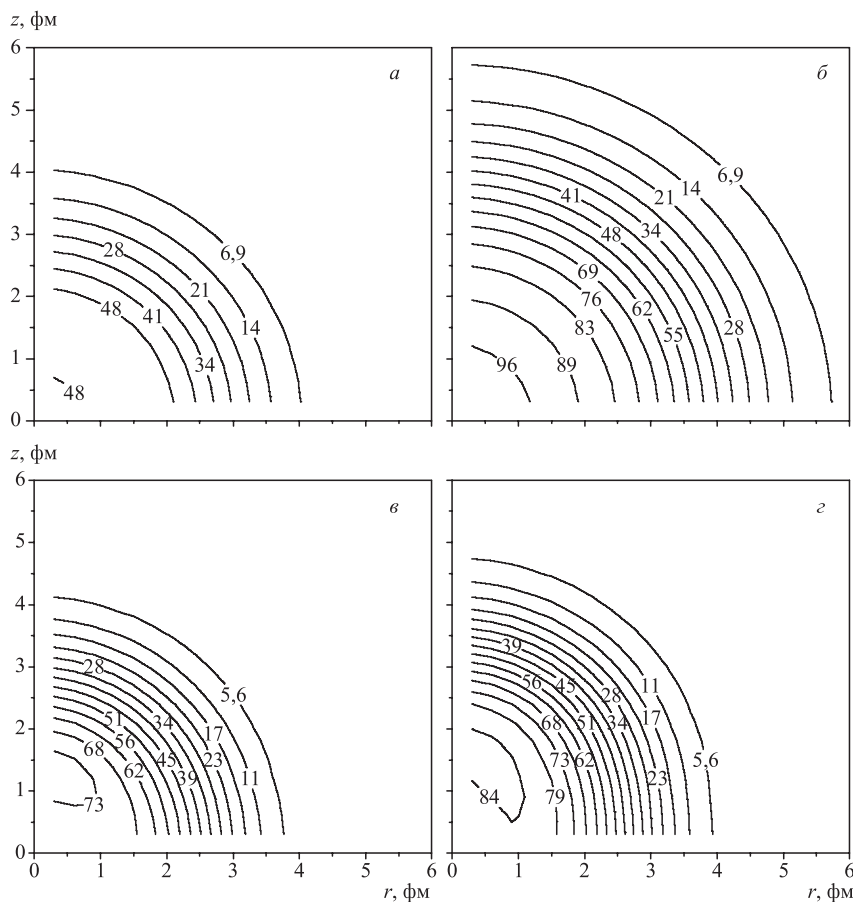


Рис. 4. Карта распределения протонной  $\rho_p$  (а, в) и нейтронной  $\rho_n$  (б, з) плотностей (в единицах  $10^3 \text{ фм}^{-3}$ ) для  $^{40}\text{O}$  (а, б) и  $^{20}\text{O}$  (в, з) соответственно

наших расчетах обладает сферически-симметричным распределением плотности протонов и нейтронов. Мы видим, что протонное «облако», хотя и слабо, но расширяется; однако оно остается полностью окруженным нейтронным «галом» толщиной примерно в 2 фм. Здесь мы сталкиваемся с совершенно другой, чем это принято [22], картиной формирования «нейтронного гало» — в нашем случае оно возникает из-за огромной энергии связи протонов. Это отчетливо видно из рис. 3, а, где представлены результаты наших расчетов  $S_p$  в сравнении с данными эксперимента.

Однако с силами SLy4 изотоп  $^{40}\text{O}$  оказывается нестабильным к испусканию одного нейтрона, хотя последний заполняемый уровень находится очень близко к нулю и можно говорить о «квазистабильности». Эта ситуация повторяется от ядра к ядру: если с силами Ska изотоп получается «квазистабильным», то он получается «квазистабильным» и с силами SLy4. Поясним термин «квазистабильность». Во всех изученных нами случаях последний заполняемый уровень для ядер вблизи границы нуклонной стабильности имел отрицательную четность. Это означает, что этот нуклон гарантированно имеет ненуле-

вой орбитальный момент и центробежный потенциал препятствует вылету нейтрона при малых его энергиях.

3.3. *Изотопы  $^{38-80}\text{Ca}$ .* Мы не будем повторяться и приводить многочисленные данные результатов расчетов — они во многом аналогичны результатам, представленным для изотопов кислорода, а заострим внимание на некоторых принципиальных отличиях.

На рис. 5, *а, б* представлены энергии отделения одного и двух нейтронов, вычисленные с силами Ska и SLy4, в зависимости от массового числа. Прежде всего, отметим, что результаты наших расчетов практически совпадают с результатами, приведенными в [23], с силами SLy4 для изотопа  $^{68}\text{Ca}$  (для других изотопов численных данных в этой работе не приведено). Обращает на себя внимание тот факт, что изотопы кальция становятся нестабильными к испусканию двух нейтронов ранее, чем к испусканию одного нейтрона (аналогичная ситуация наблюдалась и для изотопов гелия). Подобные явления наблюдались нами и ранее [7, 8] для других цепочек изотопов. В изотопах кислорода однонуклонная и двухнуклонная границы стабильности совпадают. Стоит еще раз подчеркнуть, что учет спаривания практически никак не влияет на величины  $S_n$ ,  $S_{2n}$  вблизи границы стабильности.

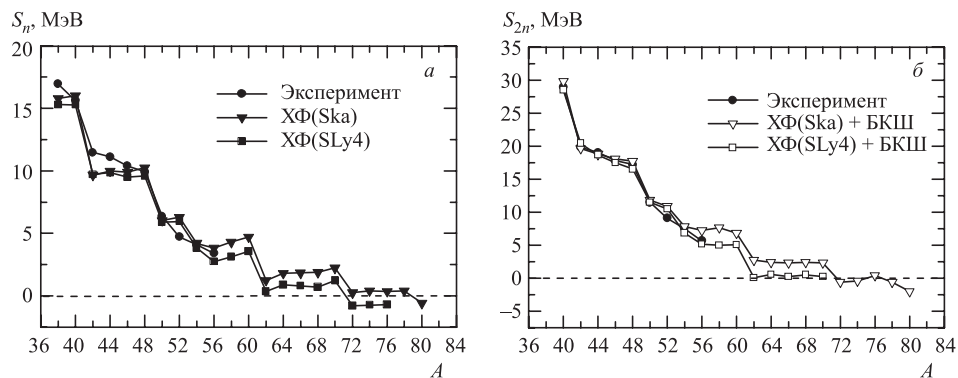


Рис. 5. Рассчитанные значения энергии отделения одного  $S_n$  (*а*) и двух нейтронов  $S_{2n}$  (*б*) для изотопов  $^{40-80}\text{Ca}$  с различными вариантами сил Скирма с учетом спаривания (+БКШ) и без него в сравнении с экспериментальными данными

Обнаружить «острова стабильности» для изотопов кальция пока не удалось — чтобы гарантировать себя от ошибочных утверждений для изотопов с  $A > 80$ , нам представляется необходимым расширить пространство состояний до  $N_0 = 20$ . Это и будет предметом отдельной работы, так как данная задача главным образом требует определенных технических ухищрений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vautherin D., Brink D. M. // Phys. Rev. C. 1972. V. 5. P. 626.
2. Skyrme T. H. R. // Phyl. Mag. 1956. V. 1. P. 1043.
3. Барц Б. И. и др. Метод Хартри–Фока в теории ядра. Киев: Наук. думка, 1982.

4. *Bender M. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 75. P. 121.
5. *Куприков В. И. и др.* // *Укр. физ. журн.* 1987. Т. 32, № 9. С. 1297.
6. *Гончар В. Ю. и др.* // *ЯФ.* 1979. Т. 30, вып. 5. С. 1231.
7. *Кириченко Ю. В. и др.* Препринт ХФТИ 85-34. М.: ЦНИИАтоминформ, 1985.
8. *Кириченко Ю. В. и др.* // *Укр. физ. журн.* 1986. Т. 31, № 11. С. 1619.
9. *Гончар В. Ю. и др.* // *ЯФ.* 1985. Т. 41. С. 590.
10. *Куприков В. И. и др.* Препринт ХФТИ 8-11. Харьков, 1980.
11. *Vautherin D.* // *Phys. Rev. C.* 1973. V. 7. P. 296.
12. *Тарасов В. Н. и др.* Препринт ХФТИ 85-32. М.: ЦНИИАтоминформ, 1985.
13. *Bartel J. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 386. P. 79.
14. *Beiner M. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1975. V. 238. P. 29.
15. *Reinhard P.-G. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 584. P. 467.
16. *Chabanat E. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 635. P. 231; V. 643. P. 441.
17. *Kohler H. S.* // *Nucl. Phys. A.* 1976. V. 258. P. 301.
18. *Dobaczewski J. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. P. 981.
19. *Fayans S. A. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 676. P. 49.
20. *Audi G. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 729. P. 337.
21. *Stoitsov M. V. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 034311.
22. *Jonson B.* // *Phys. Rep.* 2004. V. 389. P. 1.
23. *Stoitsov M. V. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68. P. 054312.

Получено 21 февраля 2005 г.