

УДК 541.14

ОЦЕНКА РАСЩЕПЛЕНИЯ МУЛЬТИПЛЕТОВ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ, ОСНОВАННАЯ НА МАССАХ ЯДЕР

© 2015 г. Л. Т. Имашева¹, Б. С. Ишханов^{1,2}, М. Е. Степанов^{1,2}, Т. Ю. Третьякова²

E-mail: stepanov@depni.sinp.msu.ru

Наличие парного взаимодействия между нуклонами оказывает сильное влияние на структуру атомного ядра. Наиболее точной оценкой величины сил спаривания является определение парного взаимодействия для каждого конкретного изотопа на основе масс ядер. Качество этой оценки характеризуется степенью воспроизведения уровней мультиплета основного состояния (GSM) в ядре. В работе на основе дельта-взаимодействия рассмотрены GSM в четно-четных ядрах с парой тождественных нуклонов сверх заполненного остова. Проведенные расчеты структуры GSM в ядрах изобарах $A = 42$ и $A = 134$ показывают, что анализ мультиплетов основного состояния в случае np спаривания дает дополнительную информацию о соотношении изоскалярной и изовекторной составляющих в структуре сил спаривания.

DOI: 10.7868/S0367676515040171

ВВЕДЕНИЕ

Оболочечная модель ядра — одна из фундаментальных основ понимания структуры атомных ядер. Учет спин-орбитального взаимодействия в атомных ядрах позволил успешно объяснить причины появления магических чисел [1] и проследить целый ряд закономерностей в эволюции оболочечной структуры атомных ядер. Одним из ярких проявлений оболочечной структуры ядра является тот факт, что все четно-четные ядра имеют в основном состоянии спин J и четность $P J^P = 0^+$. Это явление обусловлено эффектом спаривания тождественных нуклонов в ядре. Наличие двух тождественных нуклонов на оболочке j приводит к образованию спектра возбужденных состояний с четными значениями полного момента $J = 0, 2, \dots, (2j - 1)$, которые формируют мультиплет основного состояния ядра. Изоспиновая инвариантность ядерного взаимодействия является основой проявления np -спаривания нуклонов в ядре.

В настоящей работе в разделе 1 на примере изотопов $^{210}_{82}\text{Pb}$ и $^{210}_{84}\text{Po}$ рассмотрено образование мультиплетов основного состояния в четно-четных ядрах. В разделе 2 для ядер изобар $A = 42$ $^{42}_{20}\text{Ca}$, $^{42}_{21}\text{Sc}$ и $^{42}_{22}\text{Ti}$ и ядер изобар $A = 134$ $^{134}_{50}\text{Sn}$, $^{134}_{51}\text{Sb}$ и $^{134}_{52}\text{Te}$ приведены результаты расчетов образования

мультиплетов основного состояния исходя из энергии спаривания nn , pp и np . В разделе 3 рассмотрена спиновая зависимость np -парного взаимодействия.

1. ЧЕТНО-ЧЕТНЫЕ ЯДРА

Как было показано [2], два тождественных нуклона, находящихся на оболочке j сверх магического остова, формируют так называемый мультиплет основного состояния с суммарным полным моментом J :

$$J = 0, 2, 4, \dots, J_{\max}; \quad J_{\max} = 2j - 1. \quad (1)$$

В случае невзаимодействующих частиц состояния данного мультиплета вырождены по энергии, однако наличие остаточного взаимодействия между нуклонами снимает это вырождение. Отдельные состояния опускаются вниз по энергии, причем наибольшее смещение соответствует состоянию $J^\pi = 0^+$. Это объясняет тот факт, что все четно-четные ядра имеют в основном состоянии $J^\pi = 0^+$.

Описание короткодействующих сил спаривания локальным потенциалом

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -V_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2)$$

приводит к следующему соотношению энергий состояний с полным моментом J мультиплета тождественных нуклонов в состоянии j [3]:

$$\Delta E_{jj;J} = -\frac{1}{2} V_0 F_0(nl) (2j+1)^2 \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2, \quad (3)$$

где $F_0(nl)$ — радиальный интеграл, не зависящий от J , а относительные сдвиги энергии $\Delta E_J / \Delta E_0$ определяются только коэффициентами Рака. Ранее из экспериментальных значений энергии воз-

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

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

буждения $E(jj : 2)$ [3] или $E(jj : J_{max})$ [4] были получены описания мультиплетов основного состояния ядер с двумя валентными нуклонами сверх дважды магического остова.

В нашей предыдущей работе [5] показано, что сдвиг энергии основного состояния $\Delta E(jj : 0)$ определяется энергией спаривания нейтронов Δ_{nn} или протонов Δ_{pp} , извлеченной из экспериментальных значений энергий связи ядер:

$$\begin{aligned}\Delta_{nn}(N, Z) &= \\ &= B_n(N, Z) - \frac{1}{2}[B_n(N-1, Z) + B_n(N+1, Z)]; \\ \Delta_{pp}(N, Z) &= \\ &= B_p(N, Z) - \frac{1}{2}[B_p(N, Z-1) + B_p(N, Z+1)],\end{aligned}\quad (4)$$

где $B_n(N, Z)$ и $B_p(N, Z)$ — энергии отделения нейтрона и протона соответственно.

На рис. 1 представлены спектры мультиплетов основного состояния ядер $^{210}_{82}\text{Pb}$ и $^{210}_{84}\text{Po}$, рассчитанные в приближении δ -потенциала исходя из значений энергии спаривания $\Delta_{nn}(^{210}_{82}\text{Pb}) = 1.30$ МэВ и $\Delta_{pp}(^{210}_{84}\text{Po}) = 1.59$ МэВ. Расчеты выполнены в предположении, что основной конфигурацией $^{210}_{82}\text{Pb}$ является пара нейтронов в состоянии $(2g_{9/2})^{2v}$ сверх дважды магического остова $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$. В случае $^{210}_{84}\text{Po}$ сверх остова $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ находится пара протонов в состоянии $(1h_{9/2})^{2\pi}$. Использование данных по массам ядер [6] позволяет рассчитать все уровни мультиплета основного состояния ядра.

Проведенный в работе [5] анализ систематики четно-четных ядер вблизи магических чисел показал, что соответствие между энергией спаривания нейтронов Δ_{nn} или протонов Δ_{pp} и расщеплением мультиплета основного состояния соблюдается не только в случае одной пары тождественных нуклонов сверх магического остова, но и для состояний мультиплетов с сеньорити $s = 2$ в случае нескольких пар нуклонов.

2. НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫЕ ЯДРА

Силы np -спаривания протона и нейтрона представляют особый интерес, поскольку позволяют изучить зависимость остаточного взаимодействия от спина и изоспина [9–11]. Эта проблема приобрела особую актуальность в связи с расширением карты нуклидов в области с избытком нейтронов либо протонов, и в связи с изучением свойств ядерной материи в приложении к нейтронным звездам. Подробное обсуждение этого вопроса и ссылки можно найти, например, в обзоре [12].

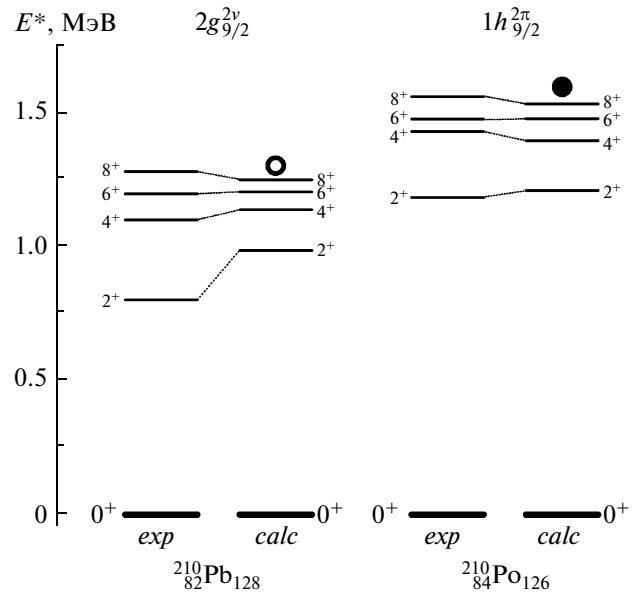


Рис. 1. Спектры мультиплетов основного состояния $^{210}_{82}\text{Pb}$ и $^{210}_{84}\text{Po}$: экспериментальные данные [8] и расчет. Точками обозначены энергии спаривания $\Delta_{nn}(^{210}_{82}\text{Pb}) = 1.30$ МэВ и $\Delta_{pp}(^{210}_{84}\text{Po}) = 1.59$ МэВ.

Для оценки величины np спаривания Δ_{np} используем подход, рассмотренный в [5] для случая тождественных нуклонов, и определим величину Δ_{np} как разность между энергией отделения пары np от ядра (N, Z) и суммой энергий отделения протона от ядра $(N-1, Z)$ и нейтрона от ядра $(N, Z-1)$:

$$\begin{aligned}\Delta_{np}(N, Z) &= B_{np}(N, Z) - B_n(N, Z-1) - \\ &- B_p(N-1, Z) = B_n(N, Z) - B_n(N, Z-1).\end{aligned}\quad (5)$$

Пара протон–нейтрон на внешней оболочке j сверх заполненного остова также приводит к образованию мультиплета основного состояния, причем, поскольку в данном случае нет ограничений, накладываемых принципом Паули, в этом мультиплете возможны как четные, так и нечетные J . В случае локального остаточного взаимодействия (2) в формуле (3) для сдвига энергии состояний с нечетным J появляется поправка [3]:

$$\begin{aligned}\Delta E(jj : J) &= -\frac{1}{2}V_0F_0(nl)(2j+1)^2 \times \\ &\times \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2 \left[1 + (2j+1)^2/J(J+1)\right].\end{aligned}\quad (6)$$

Экспериментальные данные по np -спариванию не столь обширны, как для nn или pp , поскольку существует лишь небольшое число ядер, в которых валентные протон и нейтрон находятся в одинаковом состоянии сверх остова с заполненными оболочками [11, 13]. Один из таких примеров — изотоп $^{42}_{21}\text{Sc}$, в котором над остовом $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ на

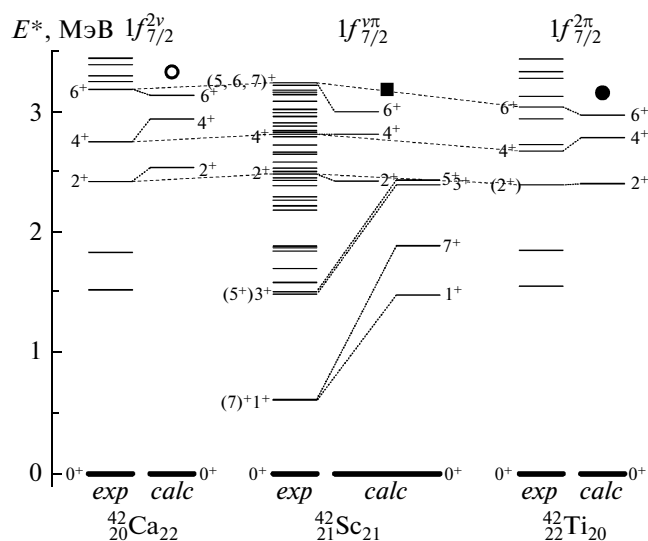


Рис. 2. Спектры ядер изобар $A = 42$ $^{42}_{20}\text{Ca}$, $^{42}_{21}\text{Sc}$ и $^{42}_{22}\text{Ti}$. Для каждого изотопа справа — расчет мультиплета основного состояния на основе энергии спаривания Δ_{nn} , Δ_{np} и Δ_{pp} , слева — экспериментальные данные из [6, 7].

оболочке $1f_{7/2}$ находятся один протон и один нейтрон. На рис. 2 показаны спектры низколежащих возбужденных состояний ядер-изобар $^{42}_{20}\text{Ca}$, $^{42}_{21}\text{Sc}$ и $^{42}_{22}\text{Ti}$. Спектр $^{42}_{21}\text{Sc}$ имеет более сложную структуру возбужденных состояний по сравнению с четно-четными изотопами $^{42}_{20}\text{Ca}$ и $^{42}_{22}\text{Ti}$. Помимо уровней с четными значениями спина $J(0^+, 2^+, 4^+, 6^+)$ и изоспином $T = 1$, являющихся аналогами мультиплетов в $^{42}_{20}\text{Ca}$ и $^{42}_{22}\text{Ti}$, в спектре $^{42}_{21}\text{Sc}$ присутствует значительное количество уровней с нечетным J .

На рис. 2 для изотопов $^{42}_{20}\text{Ca}$, $^{42}_{21}\text{Sc}$ и $^{42}_{22}\text{Ti}$ приведены результаты расчетов состояний мультиплета основного состояния для состояний с четным J по формуле (3) и в случае нечетного J — по формуле (6). Видно, что, хотя порядок уровней воспроизведен правильно, положение нечетных уровней значительно выше экспериментальных значений. Подобная ситуация наблюдается и в других нечетно-нечетных ядрах fp оболочки [3].

В тяжелых ядрах отношение N/Z увеличивается и внешние протоны и нейтроны находятся на разных подоболочках. На рис. 3 представлены спектры ядер-изобар $A = 134$ $^{134}_{50}\text{Sn}$, $^{134}_{51}\text{Sb}$ и $^{134}_{52}\text{Te}$, имеющих соответственно пары nn , np и pp сверх магического остова $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$. Валентные нуклоны находятся в состояниях с одинаковым значением $j = 7/2$, но с различными значениями орбитального момента l : в изотопе $^{134}_{50}\text{Sn}$ пара нейтронов

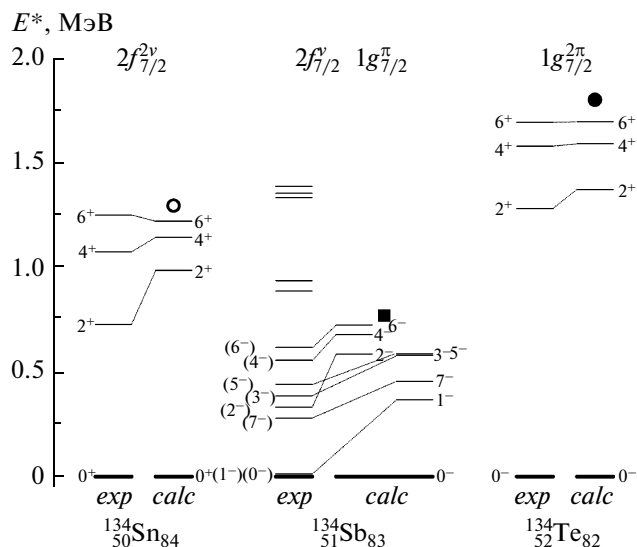


Рис. 3. Спектры ядер изобар с $A = 134$ $^{134}_{50}\text{Sn}$, $^{134}_{51}\text{Sb}$ и $^{134}_{52}\text{Te}$. Для каждого изотопа слева — экспериментальные данные из [7, 8], справа — расчет мультиплета основного состояния на основе энергии спаривания Δ_{nn} , Δ_{np} и Δ_{pp} .

находится в состоянии $(2f_{7/2})^{2v}$, в $^{134}_{52}\text{Te}$ пара протонов в состоянии $(1g_{7/2})^{2\pi}$ и пара нейтрон—протон в изотопе $^{134}_{51}\text{Sb}$ в состоянии $(2f_{7/2})^v(1g_{7/2})^\pi$. Справа от экспериментальных спектров приведены расчеты мультиплетов основного состояния в предположении, что указанные на рисунке конфигурации нуклонов являются чистыми состояниями. По сравнению с четно-четными изотопами расчетные значения мультиплета основного состояния в $^{134}_{51}\text{Sb}$ завышены по отношению к эксперименту, но порядок уровней в данном подходе также воспроизводится правильно.

3. СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОСТАТОЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В самоспряженных ядрах $N = Z$ np -пара приводит к образованию мультиплета, состоящего из двух групп уровней. В том случае, когда остаточное взаимодействие между нуклонами описывается δ -потенциалом, состояния двух нуклонов с четным и нечетным J однозначно связаны со значениями полного спина S и изоспина T [3]:

Для J четного: $T = 1$ и $S = 0$ (пары pp , nn , np).

Для J нечетного: $T = 0$ и $S = 1$ (только пары np).

С использованием зависимости остаточного взаимодействия от спина в следующей форме:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -V_0(a - b \cdot \sigma_1 \sigma_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad (7)$$

где σ — спинные матрицы Паули, значения коэффициентов a и b были вычислены из аппроксимации значений энергии состояний с нечетным J к экспериментальным значениям.

На рис. 4а представлены зависимости экспериментальных значений энергии состояний мультиплетов основного состояния $E(J)$ в четно-четных изотопах $^{38,42,44,46,48,50}\text{Ca}$, $^{42,44,46,50,54}\text{Ti}$, $^{50,52,56}\text{Cr}$, а также ^{134}Sn , ^{134}Te , ^{210}Pb и ^{210}Po с парами протонов или нейтронов сверх магического остова для четных $J > 2$. При использовании линейной аппроксимации $y = Cx$ значение коэффициента $C = 0.983 \pm 0.014$. Линейная аппроксимация зависимости экспериментальных от расчетных значений $E(J)$ в изотопах ^{210}Bi , ^{134}Sb , ^{50}Mn , ^{46}V и ^{42}Sc с парой нейтрон-протон представлена на рис. 4б. В этом случае для четных значений J значение коэффициента также близко к единице: $C = 1.087 \pm 0.042$, в то время как для нечетных значений J $C = 0.619 \pm 0.033$. Учитывая тот факт, что четные значения J соответствуют суммарному спину пары нуклонов $S = 0$, а нечетные $J - S = 1$, и, используя выражения (3) и (6), можно определить значения коэффициентов в выражении для остаточного взаимодействия (7). Значения коэффициентов составляют $a = 0.72$, $b = 0.09$.

Вопрос об изоспиновой зависимости остаточного парного взаимодействия представляет большой интерес, поскольку вигнеровский член в массовой формуле, описывающий аномалию для ядер с $N = Z$, определяется изоскалярным ($T = 0$) вкладом эффективного взаимодействия [14]. Как показано на основе систематики масс ядер, соотношение между изоскалярным и изовекторным вкладами в остаточное взаимодействие может меняться в зависимости от A [15]. Подробно вопрос о соотношении эффективного взаимодействия при $T = 1$ и $T = 0$ и свойствах np -корреляций в четно-четных и нечетно-нечетных ядрах рассмотрен в работах [11, 12]. Показано, что при изучении np -спаривания необходимо учитывать не только состояния с $J = 1$, но и более высокие значения полного момента. С этой точки зрения, безусловно представляется интересным анализ мультиплетов основного состояния в нечетно-нечетных ядрах в области больших массовых чисел.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спаривание нуклонов в атомных ядрах играет важную роль в интерпретации специфических особенностей возбуждения атомных ядер — образование сверхпроводящих состояний куперовских пар типа nn , pp , np . Спаривание тождественных нуклонов объясняет значения спинов и четностей основных состояний четно-четных ядер $J^P = 0^+$ и

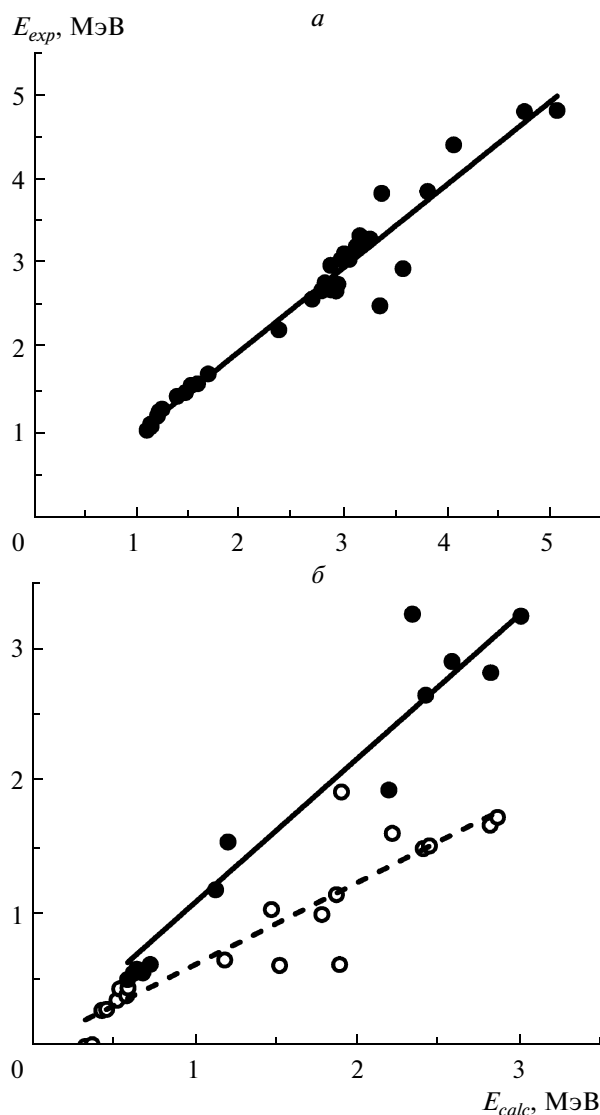


Рис. 4. Сравнение расчетных значений энергии $E(J)$ состояний мультиплетов основного состояния с $J > 2$ и экспериментальных данных: а — в четно-четных ядрах для пар тождественных нуклонов и б — в нечетно-нечетных ядрах для нейтрон-протонных пар. Сплошные линии и сплошные точки соответствуют четным значениям J , штриховая линия и пустые точки — нечетным значениям J .

Параметры линейной аппроксимации $y = Cx$: а — четно-четные ядра $C = 0.983 \pm 0.014$; б — нечетно-нечетные ядра, четные значения $J - C = 1.087 \pm 0.042$; б — нечетно-нечетные ядра, нечетные значения $J - C = 0.619 \pm 0.033$.

особенности низколежащих возбужденных состояний ядер $J = 0, \dots, 2j - 1$. В np -спаривании в нечетно-нечетных ядрах проявляются особенности ядерной структуры, обусловленные возбуждением изоскалярных ($T = 0$) и изовекторных ($T = 1$) состояний. Одной из актуальных проблем ядерной динамики остается изучение спаривания нуклонов,

находящихся на разных оболочках, в центре и на периферии ядра, и исследование влияния смешивания конфигураций в основном состоянии ядра.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-00124).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. *Генперт-Майер М., Иенсен И.Г.Д.* Элементарная теория ядерных оболочек. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
2. *Ring P., Schuck P.* // The Nuclear Many-Body Problem. 3rd ed. Berlin: Springer, 2004.
3. *Talmi I.* // Simple Models of Complex Nuclei. Harwood Ac. Publ., Chur, 1993.
4. *Heusler A., von Brentano P.* // Eur. Phys. J. 2008. A. V. 38. P. 9.
5. *Ishkhanov B.S., Stepanov M.E., Tretyakova T.Yu.* // Moscow University Physics Bulletin. 2014. V. 69. P. 1–20.
6. *Audi G. et al.* // Chin. Phys. 2012. V. C36(12). P. 1287; *Wang M. et al.* // Chin. Phys. 2012. V. C36(12). P. 1603.
7. National Nuclear Data Center, Brookhaven, Evaluated Nuclear Structure Data File, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
8. База данных “Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ”, <http://cdfc.sinp.msu.ru/>.
9. *Vogel P., Jonson B., Hansen P.G.* // Phys. Lett. 1984. B. V. 139. P. 227.
10. *Margueron J., Sagawa H., Hagino K.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. 054309.
11. *Frauendorf S., Macchiavelli A.O.* // Overview of Neutron-Proton Pairing, Prog. In Part. And Nucl. Phys. In press. DOI: 10.1016/j.ppnp.2014.07.001.
12. *Dean D.J., Hjorth-Jensen M.* // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 607.
13. *Dobaczewski J. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. 024308.
14. *Satula W. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 407. P. 103.
15. *Kaneko K., Zhang J.-Y., Sun Y.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 671. P. 42.