

УДК 539.141:539.142:539.143

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЯДЕР С ЭКСТРЕМАЛЬНЫМ ИЗБЫТКОМ НЕЙТРОНОВ В ОКРЕСТНОСТИ НЕЙТРОННОГО МАГИЧЕСКОГО ЧИСЛА $N = 184$

© 2020 г. В. Н. Тарасов¹, *, В. И. Куприков¹, Д. В. Тарасов¹

¹Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

*E-mail: vtarasov@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

В приближении самосогласованного релятивистского и нерелятивистского среднего поля ядер изучены свойства основного состояния четно-четных ядер в широкой области массовых чисел. Особое внимание уделено ядрам за пределами теоретически известной границы нейтронной стабильности, которые образуют в (N, Z) пространстве при $N = 184$ полуостров ядер стабильных по отношению к испусканию одного или двух нейтронов.

DOI: 10.31857/S0367676520100257

В настоящее время в разных лабораториях мира проводятся эксперименты с использованием радиоактивных пучков для изучения свойств экзотических ядер, которые значительно удалены от долины стабильности [1]. Наиболее фундаментальными теоретическими подходами для изучения свойств таких ядер и определения положения границы нейтронной стабильности (ГНС) являются подходы, основанные на использовании метода Хартри–Фока (ХФ) или метода Хартри–Фока–Боголюбова (ХФБ) [2, 3] с эффективными силами, либо на использовании релятивистской теории Хартри–Боголюбова (РХБ) [4–7].

В наших работах [8–14] было показано, что за пределами теоретически известной ГНС при добавлении к изотопу некоторого числа нейтронов стабильность изотопов может восстанавливаться, что приводит к образованию полуострова стабильности на (N, Z) диаграмме. В этих работах на основе метода ХФ с эффективными силами Скимма с учетом аксиальной деформации и спаривания в приближении БКШ мы исследовали возможность существования островов или полуостровов стабильности (ПОС) ядер с очень большим избытком нейтронов за пределами ГНС ядер. Наши расчеты показали проявление качественного эффекта для ядер с экстремально большим избытком нейтронов в окрестности нейтронных магических чисел и “новых” магических чисел $N = 32, 58, 82, 126, 184, 258$, который заключается в том, что за пределами ГНС предсказывается существование ПОС. Положение этих ПОС наблюдается при одних и тех же N в пространстве (N, Z) и не зависит от вы-

бора рассмотренных нами сил Скимма. От выбора параметризации сил Скимма зависит протяженность ПОС и координаты N и Z окончания ПОС в пространстве (N, Z) . Восстановление нейтронной стабильности ядер за пределами ГНС в окрестности нейтронных магических чисел и образование ПОС связано с полным заполнением нейтронных оболочек с большой величиной орбитального момента [8–14]. Если полученные результаты, заключающиеся в существовании ПОС за пределами ГНС являются общим свойством ядер в рассматриваемой области N и Z , тогда можно ожидать аналогичного проявления оболочек с большим значением орбитального момента и в других подходах, основанных на представлении о среднем поле, таких как ХФБ и РХБ.

Целью данной работы является подтверждение возможности существования ПОС для ядер за пределами ГНС в окрестности магического числа $N = 184$ на основе релятивистских подходов с современными моделями лагранжианов NL3* [7], DD-PC1 и DD-ME2 [15, 16].

1. В данной работе на основе метода РХБ с использованием современных моделей лагранжианов DD-PC1 и DD-ME2 были изучены свойства основного состояния четно-четных изотопов в широкой области массовых чисел, включая ядра с нейтронным избытком за пределами ГНС в окрестности магического числа $N = 184$. Для расчетов мы использовали компьютерный код DIRHBZ из пакета программ DIRHB [17]. Код DIRHBZ позволяет решать систему стационарных уравнений Дирака–Хартри–Боголюбова ме-

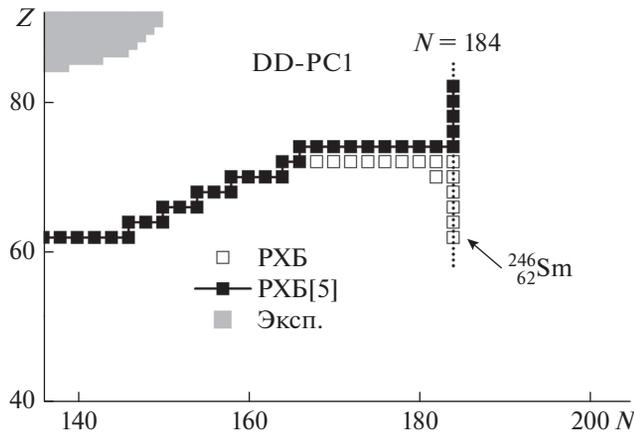


Рис. 1. NZ -диаграмма атомных ядер для РХБ расчетов с взаимодействием DD-PC1. Светлые квадратики — стабильные ядра по отношению к испусканию одного нейтрона в наших расчетах. Сплошная линия и черные квадратики — $1n$ ГНС, полученная в РХБ расчетах [5] с взаимодействием DD-PC1. Пунктирные прямые — магическое число $N = 184$. Область серого цвета — известные из эксперимента атомные ядра.

тодом итераций в предположении аксиальной симметрии формы ядра. Так же, как и в наших расчетах [8–14] методом ХФ с силами Скирма, при решении уравнений Дирака в коде DIRHBZ используется разложение однонуклонных волновых функций по базису собственных волновых функций аксиально-деформированного гармонического осциллятора. В этом разложении учитывались все базисные функции, для которых главное осцилляторное квантовое число не превышает $N_f = 18$. При решении уравнений Клейна-Гордона для мезонных полей (в расчетах с взаимодействием DD-ME2) также использовался базис волновых функций аксиально-деформированного гармонического осциллятора с размерностью базиса $N_b = 20$.

Для определения наиболее связанного состояния ядра все расчеты свойств рассмотренных нами ядер были выполнены с наложенными условиями на параметр квадрупольной деформации β_2 в интервале $-0.4 \leq \beta_2 \leq 0.7$. Для более точного определения минимального значения полной энергии ядра E проводились уточняющие расчеты без наложенных условий в окрестности минимума зависимости $E(\beta_2)$.

Спаривание нуклонов в используемом нами коде описывается сепарабельным парным взаимодействием конечного радиуса действия [17, 18]. Результаты расчетов, представленные в настоящей работе, получены с параметрами спаривательного взаимодействия $G_n = G_p = -728 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$ и $a = 0.644 \text{ фм}$, где $G_{n,p}$ определяют силу спаривания, а параметр a определяет эффективную об-

ласть действия сил спаривания. Эти параметры используются в оригинальном коде DIRHBZ.

Распределения плотности нейтронов и протонов ядер, образующих ПОС, обладают сферической симметрией [8–14]. Поэтому для ПОС одновременно с расчетом в DIRHBZ мы проводили дополнительные проверочные расчеты непосредственно в координатном пространстве в предположении сферической симметрии, как в работе [19].

2. В наших РХБ расчетах положение $1n$ ГНС определялось из условия, что энергии отрыва одного нейтрона $S_n \geq 0$. В данных расчетах величины S_n , также как в работах [8–14], получены в предположении справедливости теоремы Купмана и поэтому могут рассматриваться как приближенная оценка величины энергии отрыва одного нейтрона. Сколь угодно близкое к нулю положительное значение S_n , свидетельствует о связанности ядра по отношению к испусканию нейтрона. На рис. 1 приведена NZ -диаграмма атомных ядер, на которой представлены наши расчеты РХБ в сравнении с данными [5] для расчетов с лагранжианом DD-PC1. Подобные диаграммы были получены нами ранее для разных типов параметризации сил Скирма [12, 13]. Область NZ -диаграммы, выделенная серым цветом, показывает известные из эксперимента атомные ядра. Пунктирной линией показано магическое число $N = 184$. Сплошные линии, соединяющие черные квадратики, показывают $1n$ ГНС, полученные на основе расчетов с РХБ [5] с лагранжианом DD-PC1. На рис. 1 светлые квадратики показывают стабильные ядра по отношению к испусканию одного нейтрона и ПОС, образованный такими ядрами, полученные в наших РХБ расчетах с силами DD-PC1. Восстановление стабильности для изотонов, образующих ПОС за пределами $1n$ ГНС, связано с полным заполнением нейтронных оболочек с большим угловым моментом и с введением соответствующих нейтронных уровней в область дискретных связанных состояний [11–15]. В расчетах с DD-PC1 и $N = 184$ при полном заполнении нейтронной подоболочки $1j_{15/2}$ окончание ПОС образует ядро ^{246}Sm . В наших ХФ расчетах [11–15] с силами SkM* [20] и $N = 184$ при полном заполнении нейтронной подоболочки $1j_{15/2}$ окончание ПОС образует ядро ^{240}Ba . Положение ПОС в пространстве (N, Z) устойчиво по отношению к выбору эффективных сил как для расчетов с силами Скирма, так и в РХБ расчетах с разными типами лагранжианов. Обсуждаемый ПОС образуется при одних и тех же значениях числа $N = 184$.

Положение окончания всех ПОС в пространстве (N, Z) определяется типом лагранжиана для РХБ расчетов и зависит от расположенной высоко по энергии части спектра нейтронных квазисвя-

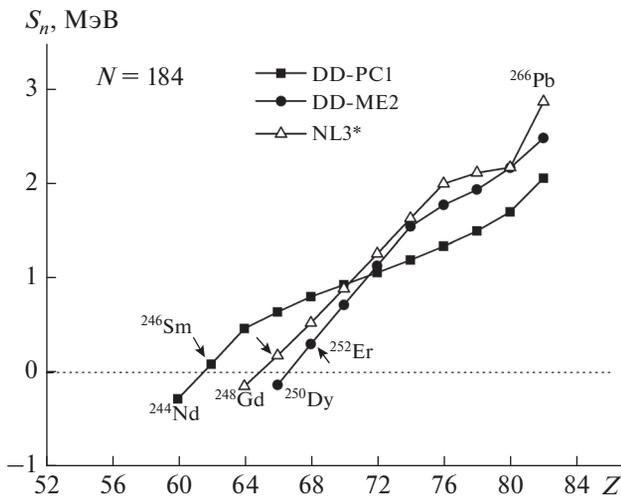


Рис. 2. Энергии отрыва одного нейтрона S_n в зависимости от Z , полученные в наших расчетах для взаимодействий DD-PC1 (черные квадраты), NL3* (светлые треугольники) и DD-ME2 (черные точки) для цепочки изотонов с $N = 184$.

занных состояний с большим угловым моментом, который генерируются данным типом лагранжиана в расчетах РХБ. Внедрение некоторых квазисвязанных состояний с большим угловым моментом в область дискретных связанных состояний при фиксированном значении N будет происходить при разных значениях Z для разных типов лагранжианов для РХБ расчетов. Для РХБ расчетов этот эффект виден на рис. 2, на котором показаны энергии отрыва одного нейтрона S_n для цепочки изотонов с $N = 184$ в зависимости от Z , полученные в расчетах с лагранжианами NL3* [7], DD-PC1 и DD-ME2. На этом рисунке стрелками отмечены ядра в окрестности окончания ПОС. Отметим также, что для всех ядер, принадлежащих ПОС, спектр одночастичных уровней таков, что для используемых нами сил спаривания спаривание нейтронов отсутствует.

Энергии отрыва одного нейтрона, оцененные с помощью теоремы Купмана, для окончаний ПОС представляют собой малые величины. Поэтому для таких слабосвязанных состояний желательно проводить дополнительные проверочные расчеты. Для ПОС при $N = 184$ РХБ решения, как мы увидим далее, обладают сферической формой распределения плотности нейтронов и протонов. Это предоставляет нам возможность в релятивистских расчетах использовать сферическое приближение [19], что позволяет проводить дополнительные проверочные вычисления одночастичных энергетических спектров сферических ядер на основе другого вычислительного алгоритма. Расчеты с взаимодействием DD-ME2 в координатном представлении на основе метода [19] пока-

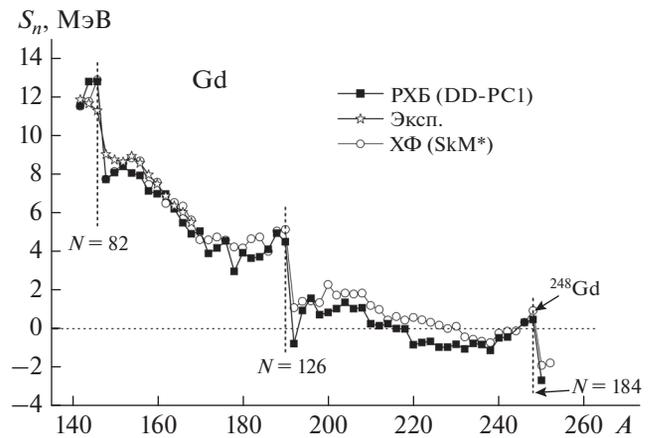


Рис. 3. Энергии отрыва одного нейтрона S_n для изотопов Gd в зависимости от массового числа A , рассчитанные нами методом РХБ с взаимодействием DD-PC1 (темные квадраты) и методом ХФ для сил SkM* (светлые кружочки). Экспериментальные данные (светлые звездочки) [21].

зали, что для изотопа ^{252}Er последним заполненным одночастичным уровнем является уровень $1j_{15/2}$ с энергией $E_n = -0.253$ МэВ. Для сферического изотопа ^{252}Er расчеты с кодом DIRHBZ дают близкое значение энергии $E_n = -0.301$ МэВ для одночастичного уровня $1j_{15/2}$. Это указывает на хорошую точность расчетов характеристик ядер, принадлежащих ПОС.

Остановимся более подробно на результатах, полученных для цепочки изотопов Gd, включая изотоп ^{248}Gd , который принадлежит ПОС. На рис. 3 представлены результаты расчетов энергий отрыва одного нейтрона S_n изотопов Gd для РХБ расчета с DD-PC1 в сравнении с расчетом ХФ [11] с силами SkM* и имеющимися экспериментальными данными [21]. Из рис. 3 видно, что для сил SkM* $1n$ -ГНС соответствует изотопу ^{230}Gd , что находится за пределами $2n$ -ГНС (^{222}Gd) [11], а изотопы $^{246}, ^{248}\text{Gd}$ принадлежат ПОС. Расчеты РХБ с DD-PC1 также показывают, что за пределами $1n$ -ГНС существует стабильный по отношению к испусканию одного нейтрона изотоп ^{248}Gd . Согласие вычисленных в РХБ и ХФ расчетах величин S_n с экспериментальными данными [21] практически одинаковое. Приведенные на рис. 3 S_n представляют собой приближенные оценочные величины, полученные в предположении справедливости теоремы Купмана. Из рис. 3 видно, что зависимость S_n от A испытывает характерные изломы, связанные с проявлением магических чисел нейтронов $N = 82, 126, 184$. Отметим, что в наших расчетах для ядер с этими магически-

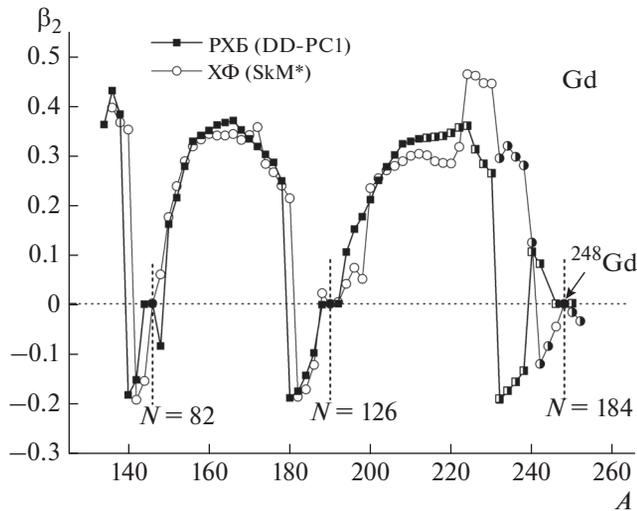


Рис. 4. Зависимость параметров квадрупольной деформации β_2 массового распределения плотности изотопов Gd от массового числа A для взаимодействия DD-PC1, рассчитанные методом РХБ (черные квадраты), в сравнении с расчетом ХФ с силами Сирма SkM* (кружочки). Наполовину черные квадраты и кружочки – $1n$ нестабильные изотопы.

ми числами нейтронов энергия спаривания нейтронов равна нулю.

Как отмечалось выше, в РХБ расчетах для всех рассмотренных нами изотопов проводились вычисления с наложенными условиями зависимости полной энергии ядра от величины параметра квадрупольной деформации β_2 . Наши расчеты полных энергий изотопов с экстремальным нейтронным избытком с $N = 184$ в зависимости от величины параметра квадрупольной деформации β_2 показали, что минимум кривой $E(\beta_2)$ для этих ядер соответствует равновесной сферической форме ядер. С учетом отсутствия спаривания для нейтронов в этих ядрах это соответствует представлениям о сферичности ядер с магическим числом нейтронов $N = 184$.

На рис. 4 представлена зависимость параметра квадрупольной деформации β_2 массового распределения плотности изотопов Gd от A для расчетов с лагранжианом DD-PC1 в сравнении с результатами, полученными методом ХФ [11] с силами SkM*. Черные квадратики обозначают β_2 , полученные в РХБ, а светлые кружочки – результаты ХФ расчетов [11] с силами SkM*. Наполовину черные квадратики и наполовину черные кружочки показывают $1n$ нестабильные изотопы соответственно в расчетах РХБ и ХФ. Стрелка показывает стабильный изотоп ^{248}Gd за пределами ГНС в расчетах РХБ и ХФ. Для рассматриваемого диапазона массовых чисел A вычисленные β_2 в РХБ изменяют как величину, так и знак, и в основном согласуются с данными расчетов ХФ для

сил SkM* [11] для стабильных изотопов по отношению к испусканию одного нейтрона. Существенное различие в величине β_2 имеет место только для изотопов нестабильных по отношению к испусканию одного нейтрона. Это различие не представляет интерес, так как такие решения не соответствуют связанным системам. На рис. 4 пунктиром показаны изотопы с магическим числом нейтронов $N = 82, 126, 184$. Полученные в расчетах РХБ и ХФ параметры квадрупольной деформации β_2 этих изотопов равны нулю, что соответствует представлению о сферической форме для магических ядер. Отметим еще раз сферическую форму изотопа ^{248}Gd , который стабилен по отношению к испусканию одного нейтрона в РХБ и ХФ расчетах, а также стабилен к испусканию двух нейтронов в ХФ расчетах [11] с силами SkM* и принадлежит окончанию ПОС при $N = 184$.

На основе метода РХБ с различными лагранжианами и метода ХФ с силами Сирма с учетом деформации показано, что за пределами ранее теоретически известной ГНС может существовать полуостров ядер, стабильных по отношению к испусканию одного или двух нейтронов. Полуостров стабильности образован цепочками изотопов с $N = 184$. Для всех изотопов с $N = 184$, принадлежащих полуострову стабильности, отсутствует спаривание нейтронов, и они имеют сферическую форму. Это соответствует представлению о магичности числа $N = 184$.

Восстановление нейтронной стабильности изотопов с экстремальным нейтронным избытком далеко за пределами ГНС связано с полным заполнением нейтронных подболонок с большой величиной углового момента. Такие состояния обладают высоким центробежным барьером и при неполном их заполнении квазисвязаны. При увеличении числа нейтронов в изотопах за пределами ГНС некоторые состояния с большой величиной углового момента погружаются в область дискретных связанных состояний, что приводит к восстановлению стабильности ядра по отношению к испусканию нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пенионэжквич Ю.Э., Калтакчиева Р.Г. Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016.
2. Bender M., Heenen P.-H., Reinhard P.-G. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 121.
3. Stoitsov M.V., Dobaczewski J., Nazarewicz W. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. Art. № 054312.
4. Meng J., Toki H., Zhou S.G. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2006. V. 57. P. 470.
5. Agbemava S.E., Afanasjev A.V., Ray D., Ring P. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. № 054320.
6. Afanasjev A.V., Agbemava S.E., Ray D., Ring P. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. № 014324.

7. *Lalazissis G.A., Karatzikos S., Fossion R. et al.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 671. P. 36.
8. *Gridnev K.A., Gridnev D.K., Kartavenko V.G. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 25. Suppl. 1. P. 353.
9. *Гриднев К.А., Гриднев Д.К., Картавенко В.Г. и др.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 3; *Gridnev K.A., Gridnev D.K., Kartavenko V.G. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2006. V. 69. P. 1.
10. *Gridnev K.A., Gridnev D.K., Kartavenko V.G. et al.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2006. V. 15. P. 673.
11. *Тарасов В.Н., Гриднев К.А., Грайнер В. и др.* // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 19; *Tarasov V.N., Gridnev K.A., Greiner W. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 17.
12. *Тарасов В.Н., Гриднев К.А., Грайнер В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. С. 976; *Tarasov V.N., Gridnev K.A., Greiner W. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. P. 876.
13. *Tarasov V.N., Gridnev K.A., Gridnev D.K. et al.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2013. V. 22. Art. № 1350009.
14. *Тарасов В.Н., Гриднев К.А., Грайнер В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. С. 927; *Tarasov V.N., Gridnev K.A., Greiner W. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. P. 842.
15. *Nikšić T., Vretenar D., Ring P.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. № 034318.
16. *Lalazissis G. A., Nikšić T., Vretenar D., Ring P.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. Art. № 024312.
17. *Nikšić T., Paar N., Vretenar D., Ring P.* // Comp. Phys. Com. 2014. V. 185. P. 1808.
18. *Куприков В.И., Тарасов В.Н.* // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 186; *Kuprikov V.I., Tarasov V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 191.
19. *Куприков В.И., Пилипенко В.В.* // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 1443; *Kuprikov V.I., Pilipenko V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. P. 1378.
20. *Bartel J., Quentin P., Brack M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386. P. 79.
21. *Audi G., Wapstra A.H., Thibault C. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 337.