

УДК 539.141:539.142:539.143

## РАСЧЕТЫ ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ИЗОТОПОВ РАДИЯ И ТОРИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ–ФОКА–БОГОЛЮБОВА С СИЛАМИ СКИРМА

© 2022 г. В. Н. Тарасов<sup>1</sup>, \*, В. И. Куприков<sup>1</sup>, Д. В. Тарасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

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

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

В приближении Хартри–Фока–Боголюбова с силами Скирма проведены расчеты свойств изотопов Ra и Th с  $A = 218–230$  и  $A = 280–290$ . Исследовано влияние сил спаривания на значения параметров квадрупольной и октупольной деформаций ядер. Спаривание нуклонов в ядрах описывается силами спаривания нулевого радиуса действия. Показана сильная зависимость октупольной деформации ядер от выбора параметров силы спаривания нуклонов.

DOI: 10.31857/S0367676522080221

### ВВЕДЕНИЕ

Форма атомных ядер одна из важнейших характеристик ядер. Деформацию формы атомных ядер характеризуют моментами распределения плотности нуклонов в ядрах или параметрами деформации ядер. Экспериментальные данные указывают на наличие квадрупольных моментов у значительной части известных атомных ядер [1, 2]. Теоретические и экспериментальные исследования проявлений существования октупольных деформаций (грушевидных форм) атомных ядер рассмотрены в работах [3–5]. В этих работах, в частности, показано, что ядра с октупольной деформацией формы по сравнению с ядрами, обладающими квадрупольной деформацией представлены небольшими областями  $Z$  и  $A$ .

Микроскопические согласованные подходы к изучению свойств ядер, основанные на методе Хартри–Фока–Боголюбова (ХФБ) или методе Хартри–Фока (ХФ) [6, 7] с эффективными силами, либо на релятивистской теории Хартри–Боголюбова (РХБ) [8–10] широко применяются для описания свойств больших совокупностей ядер. Эти же подходы применяются для расчетов свойств ядер с учетом возможной октупольной деформации в работах [11–15]. Последние достижения в изучении возможности существования ядер с октупольной деформацией представлены в работах [14, 15], в которых на основе ХФБ и РХБ подходов проведено исследование грушевидных форм четно-четных ядер с различными наборами

взаимодействий не только для ранее известных областей ядер по  $Z$  и  $A$ , но предсказано существование новых областей ядер, обладающих грушевидной формой.

Приведенные в работах [14, 15] расчеты показывают, что несмотря на большой массив исследований проявлений октупольной деформации ядер в ХФБ и РХБ подходах недостаточно исследовано влияние выбора параметров сил спаривания, как на вычисляемые величины параметра октупольной деформации, так и на величину области существования ядер, обладающих октупольной деформацией.

Целью настоящей работы является исследование влияния выбора параметров силы спаривания на величину октупольной деформации. Для этого нами рассматривались изотопы радия и тория в приближении ХФБ с взаимодействием Скирма в диапазоне массовых чисел  $A = 218–230$ , а также в окрестности границы нейтронной стабильности с  $A = 280–290$ .

### МЕТОДОЛОГИЯ

Для изучения свойств основного состояния четно-четных изотопов радия и тория на основе метода ХФБ с зависящим от плотности нуклонов эффективным взаимодействием Скирма мы применили пакет программ HFVTHO v2.00d [16]. Это позволило нам решать систему стационарных уравнений ХФБ в предположении аксиальной симметрии формы ядра с сохранением или нару-

**Таблица 1.** Наборы параметров сил спаривания

Взаимодействие	$\alpha$	$V_n$ , МэВ фм <sup>3</sup>	$V_p$ , МэВ фм <sup>3</sup>
V1	0.5	-233.22	-233.22
V2	0.5	-265.25	-340.0625
V3	0.5	-271.88	-348.56
V4	0.5	-278.51	-357.06
V5	0.5	-291.775	-374.0687
V <sub>30</sub>	0	-176.3	-219.2
V <sub>31</sub>	1	-473.5	-673.8

шением отражательной симметрии в ядре. В пакете программ HFVТНО v2.00d используется разложение однонуклонных волновых функций по базису волновых функций аксиально деформированного гармонического осциллятора. В разложении однонуклонных волновых функций нами учитывались все базисные волновые функции гармонического осциллятора, для которых главное осцилляторное квантовое число не превышает  $N_0 = 18$ . Сравнение с расчетами  $N_0 = 20$  показывают, что размерность базиса  $N_0 = 18$  для рассматриваемой области массовых чисел ядер является достаточной. Это минимизирует влияние выбора осцилляторных параметров базиса на результаты расчетов. Для вычисления матричных элементов нами использовались квадратурные формулы Гаусса–Лягерра и Гаусса–Эрмита. При нарушении отражательной симметрии в ядре используется удвоенное количество узлов квадратурных формул Гаусса–Эрмита.

Данный пакет программ позволяет решать систему уравнений ХФБ с наложенными условиями на мультипольные моменты ядер, а также допускает решение уравнений без наложенных условий на моменты деформации. В наших расчетах мы использовали наложенные условия на дипольную, квадрупольную и октупольную деформации ядер. Во всех наших расчетах наложенные условия на массовый дипольный момент ядра:  $Q_{10} = 0$ . Параметры квадрупольной и октупольной деформаций плотности распределения нуклонов определены аналогично работе [14]:

$$\begin{aligned} \beta_2 &= Q_{20} / \left( \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} AR_0^2 \right), \\ \beta_3 &= Q_{30} / \left( \sqrt{\frac{16\pi}{7}} \frac{3}{4\pi} AR_0^3 \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $Q_{20}$  и  $Q_{30}$  массовые квадрупольный и октупольный моменты ядер как в [14],  $A$  – число нуклонов в ядре и  $R_0 = 1.2A^{1/3}$  фм.

В наших расчетах мы использовали наборы параметров сил Скирма SkM\* [17] и SLy4 [18]. Спаривание нуклонов описывается зависящими от плотности нуклонов силами спаривания нулевого радиуса действия. Мы использовали следующую форму для сил спаривания [16, 19]:

$$v(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V_\tau \left\{ 1 - \alpha \left[ \frac{\rho(\vec{R})}{\rho_0} \right] \right\} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad (2)$$

где  $V_\tau$  – параметр сил спаривания (МэВ фм<sup>3</sup>) для нейтронов ( $\tau = n$ ) и протонов ( $\tau = p$ ),  $\alpha$  – параметр, определяющий тип спаривания ( $\alpha = 0, 0.5, 1$  – объемный, смешанный и поверхностный типы спаривания соответственно),  $\rho_0 = 0.16$  фм<sup>-3</sup>,  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ,  $\vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$  – относительный радиус-вектор и радиус-вектор центра масс взаимодействующих нуклонов. Наборы параметров сил спаривания, которые мы использовали в наших расчетах, приведены в табл. 1. Для описания парных корреляций обычно используют спаривательную энергетическую щель  $\Delta_\tau$  для нейтронов и протонов. Для энергетической щели мы использовали следующее выражение [10, 20]:

$$\Delta_\tau = \frac{\sum_k u_{k,\tau} v_{k,\tau} \Delta_{k,\tau}}{\sum_k u_{k,\tau} v_{k,\tau}}, \quad (3)$$

где  $\Delta_{k,\tau}$  диагональные матричные элементы парного поля в каноническом базисе, а  $u_{k,\tau}^2$  и  $v_{k,\tau}^2$  числа заполнения уровней энергий в каноническом базисе для протонов и нейтронов. Это же выражение для  $\Delta_\tau$  используется в программном коде HFVТНО v2.00d.

Для поиска ХФБ решения с силами Скирма SkM\*, соответствующего наиболее связанному состоянию ядра, нами выполнены расчеты поверхностей полных энергий ядер  $E$  с наложенными условиями на массовые параметры квадрупольной  $\beta_2$  и октупольной  $\beta_3$  деформаций. В дальнейшем под энергией связи ядра  $B$  мы будем понимать  $B = -E$ . Расчеты поверхностей полных энергий ядер проводились в диапазоне значений параметров квадрупольной деформации  $-0.4 \leq \beta_2 \leq 1.0$  и октупольной деформации  $0 \leq \beta_3 \leq 0.3$ . Было показано, что в изотопах радия и тория с различными наборами сил спаривания параметр квадрупольной деформации  $\beta_2$  в минимумах поверхностей полных энергий ядер  $E(\beta_2, \beta_3)$  слабо отличается по величине от вычисленной  $\beta_2'$  без учета октупольной деформации (такой же результат был получен и в работе [22]).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве примера расчетов с наложенными условиями на рис. 1 приведены кривые зависимости изменения полной энергии изотопов радия  $^{222, 224}\text{Ra}$   $\Delta E = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta'_2, \beta'_3 = 0)$ , вычисленные с взаимодействием Скирма SkM\*, от параметра деформации  $\beta_3$  для различных наборов сил спаривания. При этом начальные значения  $\beta_2$  задавались вблизи минимумов полных энергий, полученных из расчетов с наложенными условиями на  $\beta_2$  и  $\beta_3$ , и варьировались в процессе расчета, обеспечивая минимум полной энергии ядра при данном значении параметра деформации  $\beta_3$ . Параметры сил спаривания  $I1-I5$ ,  $I3_0$ ,  $I3_1$ , которые мы использовали при расчетах с взаимодействием Скирма SkM\*, приведены в табл. 1. Параметры типа  $I1-I5$  в литературе называются силами спаривания смешанного типа, для которых  $\alpha = 0.5$ . Параметры типа  $I3_0$  имеют значение  $\alpha = 0$  и называются параметрами спаривания объемного типа, а параметры типа  $I3_1$  имеют значение  $\alpha = 1$  и называются параметрами спаривания поверхностного типа. Параметры  $I1$  предложены в работе [23]. Параметры  $I2$  используется в оригинальном коде HFBTHO v2.00d [16] с взаимодействием Скирма SkM\*. Наборы параметров  $I3$ ,  $I4$  и  $I5$  получены нами умножением параметров  $I2$  соответственно на 1.025, 1.05 и 1.1. Из рис. 1 видно, что для  $^{222, 224}\text{Ra}$  самые слабые силы спаривания  $I1$ , из рассмотренных нами сил, обеспечивают наиболее глубокий минимум  $\Delta E$ . Наши расчеты показали, что этот результат имеет место и для всех рассмотренных нами изотопов радия и тория. Увеличение силы спаривания в изотопах радия и тория приводит к уменьшению глубины минимума зависимости  $\Delta E$  от  $\beta_3$ , либо к его полному исчезновению.

После расчетов с наложенными условиями для всех рассматриваемых в работе изотопов радия и тория со всеми вариантами сил спаривания из табл. 1 нами проводились расчеты без наложенных условий на  $\beta_2$  и  $\beta_3$  в окрестности минимума зависимости  $E(\beta_2, \beta_3)$ . Это позволяет более точно определить минимальные значений полных энергий ядер. Результаты таких уточненных расчетов без наложенных условий на  $\beta_2$  и  $\beta_3$  приведены ниже на рис. 2-4.

Средние значения энергетических щелей ядер (3) для нейтронов  $\Delta_n$  и протонов  $\Delta_p$  можно использовать для оценки влияния сил спаривания на рассчитываемые свойства изотопов радия и тория если сравнить их с энергетическими щелями, вычисленными из четно-нечетных разностей масс

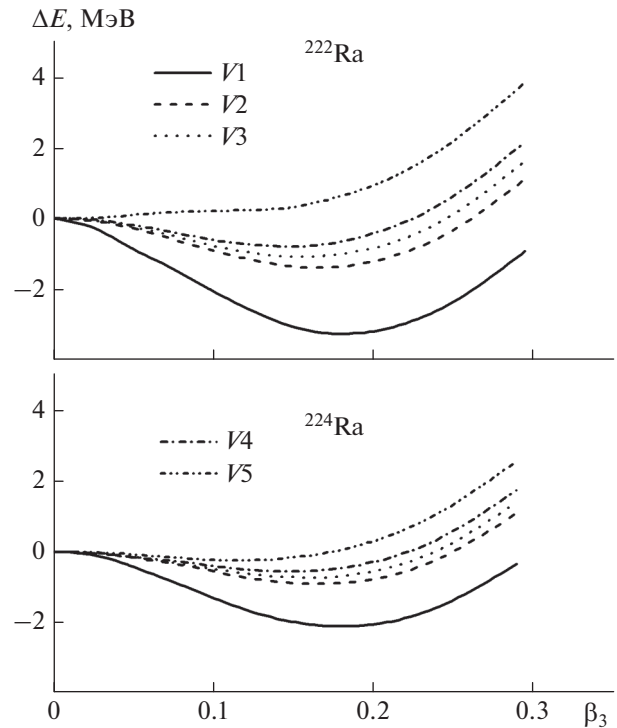


Рис. 1. Разности энергий  $\Delta E = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta'_2, \beta'_3 = 0)$  изотопов  $^{222, 224}\text{Ra}$  как функции параметра октупольной деформации  $\beta_3$ , полученные в ХФБ расчетах с силами Скирма SkM\* с различными наборами параметров сил спаривания.

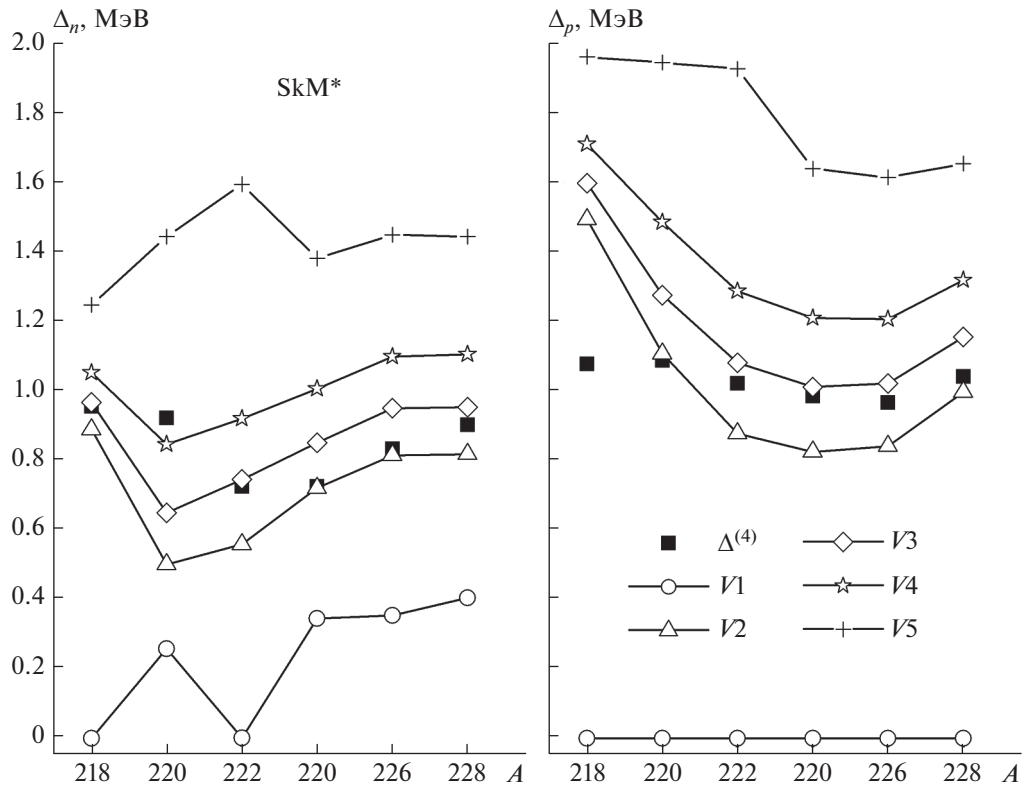
соседних ядер. Для расчета значений  $\Delta_n^{(4)}$  и  $\Delta_p^{(4)}$  энергетических щелей четно-четных ядер из четно-нечетных разностей масс ядер мы использовали различия четырех энергий связи соседних ядер, выраженные через одночастичные энергии отделения нейтрона  $S_n$  или протона  $S_p$  в соседних ядрах [20, 25]:

$$\Delta_n^{(4)}(N, Z) = -\frac{1}{4}[S_n(N+1, Z) + S_n(N-1, Z) - 2S_n(N, Z)], \tag{4}$$

$$\Delta_p^{(4)}(N, Z) = -\frac{1}{4}[S_p(N, Z+1) + S_p(N, Z-1) - 2S_p(N, Z)]. \tag{5}$$

Одночастичные энергии отделения нейтрона  $S_n$  или протона  $S_p$  в ядрах взяты из работы [25].

На рис. 2 приведено сравнение энергетических щелей  $\Delta_n$  и  $\Delta_p$  (3) изотопов радия, вычисленных с наборами параметров сил спаривания  $I1-I5$  и с силами SkM\*, со значениями энергетических щелей, вычисленных из четно-нечетных



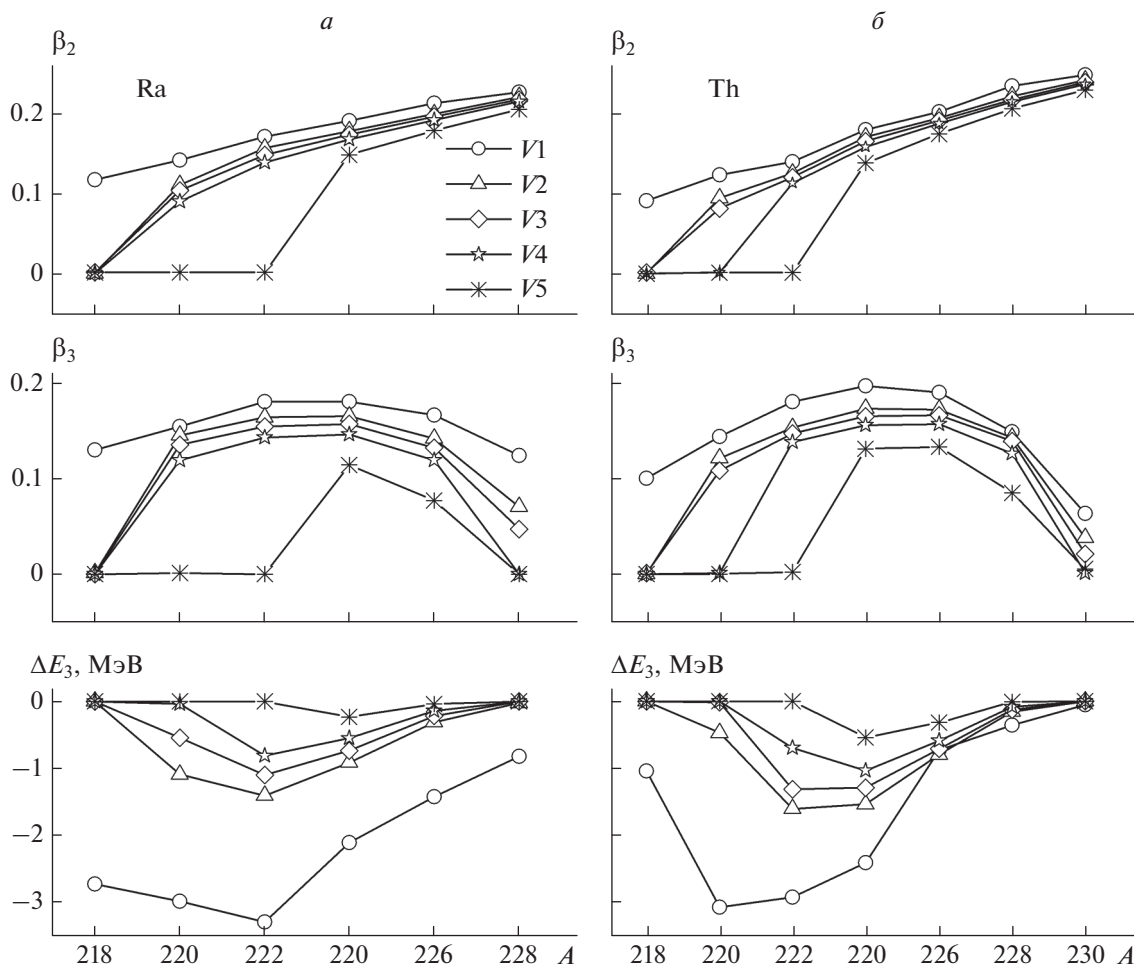
**Рис. 2.** Сравнение нейтронных и протонных энергетических щелей (3) изотопов радия, вычисленных с взаимодействием Скирма SkM\* для различных наборов параметров сил спаривания, со значениями энергетических щелей, вычисленных из четно-нечетных разностей масс соседних ядер.

разностей масс соседних ядер (4), (5). Из рис. 2 видно, что  $\Delta_n$ , вычисленные с параметрами сил спаривания  $I_1$  и  $I_5$ , дают соответственно заниженные и завышенные величины по сравнению с  $\Delta^{(4)}$ . Для  $\Delta_p$  силы спаривания  $I_5$  также дают завышенное значение энергетической щели, а расчеты с силами  $I_1$  показывают отсутствие спаривания протонов в рассматриваемых изотопах радия. Расчеты с силами спаривания  $I_2$ – $I_4$  приблизительно с одинаковым качеством согласуются со значениями  $\Delta^{(4)}$ . Наилучшее согласие с  $\Delta^{(4)}$  дают силы спаривания  $I_2, I_3$ .

На рис. 3 приведены результаты расчетов с силами Скирма SkM\* для изотопов Ra и Th параметров деформации ядер  $\beta_2$  и  $\beta_3$ , а также величина  $\Delta E_3 = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta_2', \beta_3' = 0)$ . Энергию  $\Delta E_3$ , которая представляет собой вклад в полную энергию ядра от учета октупольной деформации ядер, будем называть октупольной энергией ядра. Приведенные на рис. 3 расчеты выполнены с различными наборами параметров сил спаривания, которые обсуждались выше. Как видно из рис. 3 вы-

бор величины сил спаривания существенно влияет на значения параметров деформации  $\beta_2$  и  $\beta_3$ , а также на величину октупольной энергии  $\Delta E_3$ . Силы спаривания  $I_5$  для SkM\* настолько сильны, что это приводит к исчезновению как квадрупольной, так и октупольной деформации некоторых изотопов радия и тория. Результаты приведенные на рис. 3 показывают, что увеличение силы спаривания приводит к уменьшению или полному исчезновению квадрупольной и октупольной деформации ядер, а также соответственно к уменьшению или полному исчезновению октупольной энергии. Поэтому при расчетах необходимо контролировать величину сил спаривания, проводя сравнение вычисленных энергетических щелей с их эмпирическими значениями. В наших расчетах такое сравнение позволяет отдать предпочтение для сил Скирма SkM\* силам спаривания  $I_2, I_3$ .

Как уже отмечалось выше в работах [14, 15] при проведении расчетов свойств больших совокупностей ядер на основе ХФБ и РХБ подходов предсказывается существование новых ранее неизвестных областей ядер обладающих октупольной



**Рис. 3.** Параметры деформации изотопов радия  $\beta_2$  и  $\beta_3$ , а также их октупольные энергии  $\Delta E_3 = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta_2', \beta_3' = 0)$ , вычисленные с взаимодействием Скирма SkM\* с различными наборами параметров сил спаривания для изотопов Ra (а) и Th (б) с  $A = 218-230$ .

деформацией и, в частности, в области, примыкающей к границе нейтронной стабильности. В настоящей работе для изотопов радия и тория в области ядер с большим нейтронным избытком в окрестности границы нейтронной стабильности мы исследовали влияние выбора параметров сил спаривания на возможность проявления октупольной деформации. На рис. 4 приведены результаты расчетов  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  и  $\Delta E_3$  изотопов Ra и Th для  $A = 280-290$ . Условия вычислений для этих ядер полностью совпадают с условиями вычислений для ядер представленных на рис. 3. Из рис. 4 видно, что выбор параметров сил спаривания  $V_1$ ,  $V_2$  или  $V_3$  существенно влияет как на величины  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  и  $\Delta E_3$ , так и на характер их изменения с ростом массового числа  $A$ . Для диапазона массовых

чисел  $A = 280-290$  не представляется возможным оценить величину  $\Delta^{(4)}$  для выбора предпочтительного типа константы спаривания  $V$ , так как нет экспериментальных данных для ядер с таким большим избытком нейтронов.

В ХФБ расчетах используются различные типы спаривания нулевого радиуса действия [16, 19]. Для сравнения с результатами расчетов со спариванием смешанного типа  $V_3$  ( $\alpha = 0.5$ ) и оценки влияния выбора типа сил спаривания на результаты расчета нами проведены дополнительные расчеты с силами спаривания объемного типа  $V_3_0$  ( $\alpha = 0$ ) и поверхностного типа  $V_3_1$  ( $\alpha = 1$ ) для изотопа  $^{224}\text{Ra}$ . Результаты такого сравнения приведены в табл. 2. Параметры сил  $V_3_0$  и  $V_3_1$  подбирались таким образом, чтобы получить в расче-

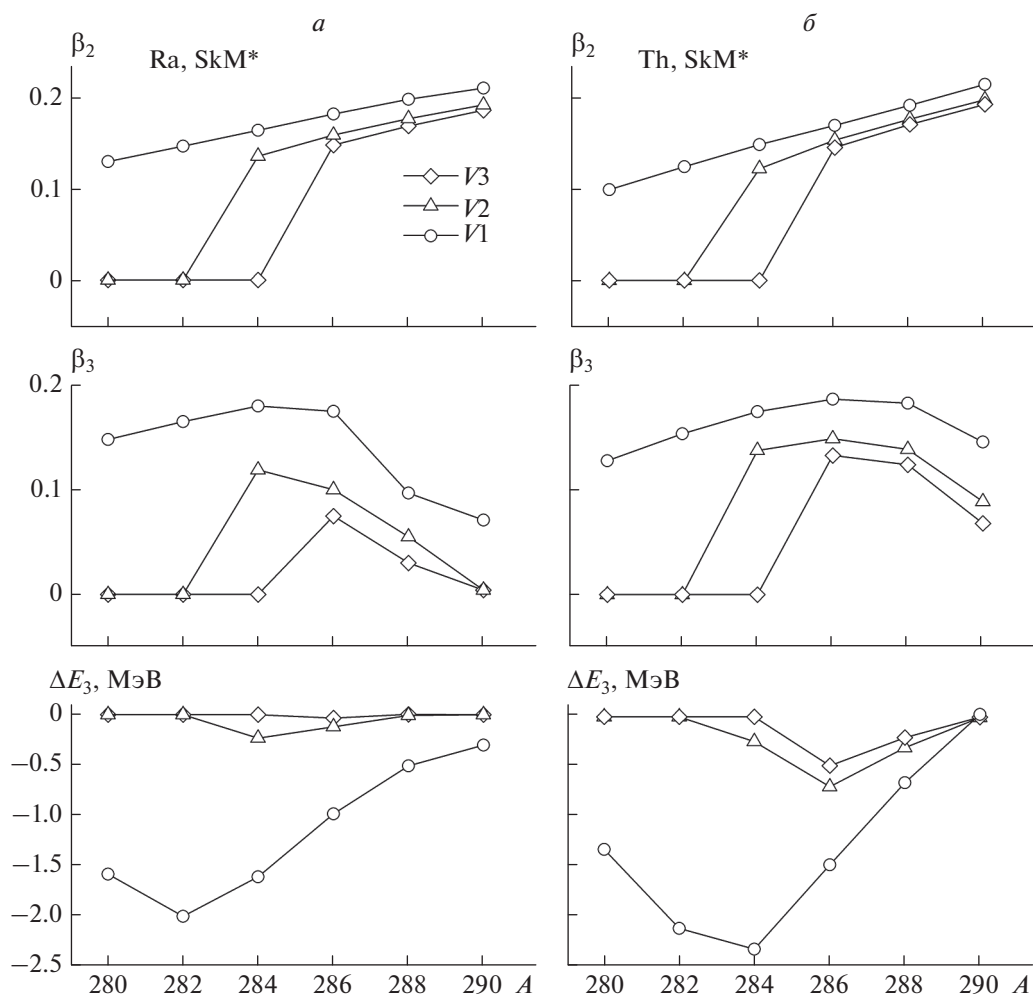


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для  $A = 280-290$ .

тах для  $^{224}\text{Ra}$  такие же значения энергетических щелей  $\Delta_n$  и  $\Delta_p$  как и с силами  $V3$ . Из табл. 2 видно, что выбор типа сил спаривания влияет на величины  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  и  $\Delta E_3$ , а наибольшее значение этих величин соответствует объемному типу сил спаривания.

Для изучения зависимости полученных результатов от выбора параметров взаимодействия

Скирма, нами были проведены такие же вычисления для изотопов радия с взаимодействием Скирма  $\text{SLy4}$ . Эти расчеты проводились в том же диапазоне массовых чисел, что и в расчетах с силами  $\text{SkM}^*$ . Расчеты с взаимодействием Скирма  $\text{SLy4}$  показали, что увеличение силы спаривания в изотопах радия так же как и в случае взаимодействия  $\text{SkM}^*$  приводит к уменьшению глубины

Таблица 2. Параметры квадрупольной и октупольной деформации изотопа  $^{224}\text{Ra}$ , а также его октупольные энергии, вычисленные с взаимодействием Скирма  $\text{SkM}^*$  для различных типов сил спаривания

Взаимодей-ствие	$\beta_2$	$\beta_3$	$\Delta E_3$ , МэВ
$V3_0$	0.176	0.164	-0.865
$V3$	0.173	0.157	-0.734
$V3_1$	0.144	0.123	-0.551

минимума зависимости  $\Delta E$  от  $\beta_3$ , либо к его полному исчезновению.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены расчеты в приближении ХФБ в предположении аксиальной симметрии ядер с силами Скирма SkM\* и SLy4 для изотопов Ra и Th с  $A = 218-230$  и  $A = 280-290$ . Спаривание нуклонов в ядрах описывается силами спаривания нулевого радиуса действия с различными наборами констант сил спаривания. В расчетах использовались наложенные условия на параметры квадрупольной и октупольной деформаций ядер.

Показано, что для рассмотренных изотопов радия и тория октупольная деформация ядер сильно зависит от выбора параметров силы спаривания нуклонов. Для Ra и Th с  $A = 218-230$  выбраны предпочтительные значения констант сил спаривания нейтронов и протонов. Завышенные значения констант сил спаривания приводят к уменьшению или полному исчезновению квадрупольной и октупольной деформации в рассмотренных ядрах.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
2. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т. 2. М.: Мир, 1977.
3. Butler P.A., Nazarewicz W. // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 349.
4. Butler P.A. // J. Phys. G. 2016. V. 43. Art. No. 073002.
5. Butler P.A. // Proc. Royal. Soc. A. 2020. V. 476. Art. No. 20200202.
6. Bender M., Heenen P.-H., Reinhard P.-G. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 121.
7. Stoitsov M.V., Dobaczewski J., Nazarewicz W. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. Art. No. 054312.
8. Meng J., Toki H., Zhou S.G. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2006. V. 57. P. 470.
9. Nikšić T., Vretenar D., Ring P. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2011. V. 66. P. 519.
10. Agbemava S.E., Afanasjev A.V., Ray D., Ring P. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. No. 054320.
11. Agbemava S.E., Afanasjev A.V., Ring P. // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. No. 044304.
12. Agbemava S.E., Afanasjev A.V. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 024301.
13. Robledo L.M., Rodríguez T.R., Rodríguez-Guzmán R.R. // J. Phys. G. 2019. V. 46. Art. No. 013001.
14. Cao Y., Agbemava S.E., Afanasjev A.V. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. Art. No. 024311.
15. Chen M., Li T., Dobaczewski J., Nazarewicz W. // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 034303.
16. Stoitsov M.V., Schunck N., Kortelainen M. et al. // Comput. Phys. Commun. 2013. V. 184. P. 1592.
17. Bartel J., Quentin P., Brack M. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386. P. 79.
18. Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 635. P. 231.
19. Dobaczewski J., Nazarewicz W., Stoitsov M.V. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 21.
20. Afanasjev A.V., Agbemava S.E., Ray D., Ring P. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. No. 014324.
21. Perez R.N., Schunck N., Lasserri R.-D. et al. // Comput. Phys. Commun. 2017. V. 220. P. 363.
22. Olsen E., Erler J., Nazarewicz W., Stoitsov M. // J. Phys. Conf. Ser. 2012. V. 402. Art. No. 012034.
23. Li Jun, Colò Gianluca, Meng Jie // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. No. 064304.
24. Stoitsov M.V., Dobaczewski J., Nazarewicz W., Ring P. // Comput. Phys. Commun. 2005. V. 167. P. 43.
25. Wang Meng, Audi G., Kondev F.G. et al. // Chinese Phys. C. 2017. V. 41. Art. No. 030003.

## Calculations of the octupole deformation of radium and thorium isotopes in the Hartree–Fock–Bogolyubov approximation with Skyrme forces

V. N. Tarasov<sup>a,\*</sup>, V. I. Kuprikov<sup>a</sup>, D. V. Tarasov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Ukraine National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkov, Ukraine

\*e-mail: vtarasov@kipt.kharkov.ua

The properties of the isotopes Ra and Th with  $A = 218-230$  and  $A = 280-290$  were calculated in the Hartree–Fock–Bogolyubov approximation with Skyrme forces. The effect of pairing forces on the values of the parameters of the quadrupole and octupole deformations of nuclei was investigated. Pairing of nucleons in nuclei is described by pairing forces of zero range. A strong dependence of the octupole deformation of nuclei on the choice of the parameters of the nucleon pairing force is shown.