

ВЫСОКОСПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ИРАСТ-ПОЛОС ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ Pu, Cm, Fm, No

© 2021 г. А. Д. Ефимов^{1),2)*}, И. Н. Изосимов^{3)**}

Поступила в редакцию 21.01.2021 г.; после доработки 28.04.2021 г.; принята к публикации 28.04.2021 г.

Для ряда изотопов Pu, Cm, Fm, No известны экспериментальные энергии состояний ираст-полос вплоть до спина 32^+ , как это имеет место в ^{248}Cm . Уникальным является то, что все состояния очень длинных полос в рассмотренных ядрах остаются чисто коллективными. Коллективность полос проявляется в том, что энергии полос с высокой степенью точности воспроизводятся в рамках феноменологии МВБ1. Неопределенность параметров использованной модели уменьшается при соблюдении условия, что глубина энергии деформации, полученная на основе реалистических взаимодействий, равна глубине энергии деформации по внутреннему состоянию МВБ1, вычисленной с найденными параметрами гамильтониана МВБ1.

DOI: 10.31857/S0044002721050056

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия на пучках тяжелых ионов позволила идентифицировать длинные ротационные полосы для области трансурановых ядер. Анализ динамических моментов инерции от частоты, проведенный для ряда таких ядер в [1], показывает, что вплоть до предельно измеренных спинов не наблюдается обратного загиба. Отсутствие бэкбендинга означает, что не происходит пересечения основной полосы коллективных состояний с состояниями, содержащими высокоспиновые квазичастичные пары. Такое поведение динамических моментов инерции коррелирует с большой глубиной деформационной ямы, более 20 МэВ, полученной в работе [2] с учетом реалистических сил Гоньи [3]. Первое описание квадрупольной низкоэнергетической коллективности связывается с геометрической моделью Бора–Моттельсона, использующей пять переменных квадрупольной деформации [4]. В рамках этого представления в работе [5] была введена неаксиальность, которая широко использовалась в франкфуртской модели (обобщенная модель ядра, GCM — general collective model) коллективных движений в ядрах [6]. В этой модели коллективный гамильтониан конструируется из пяти компонент неприводимого тензора оператора

коллективных координат и импульсов, описывающих форму ядра в лабораторной системе координат. Параметры гамильтониана определяются по совокупности экспериментальных данных о низлежащих коллективных состояниях. Для интерпретации полученных вычислений делался переход во внутреннюю систему координат, что дало возможность выделить из гамильтониана коллективную потенциальную поверхность, выраженную через переменные β и γ . При этом считалось, что при переходе от состояния к состоянию потенциальная поверхность не меняется и соответственно параметры модели остаются неизменными.

Другая теория, Теория Динамической Деформации Кумара (DDM — Dynamic Deformation Model) [7, 8], отличалась большим вниманием к микроскопическому обоснованию предложенного подхода. Квадрупольные силы вводились через деформацию среднего поля, конфигурационное пространство расширялось до девяти главных оболочек. Метод Хартри–Фока–Боголюбова вычисления потенциальной энергии деформации заменяется вычислениями с помощью метода оболочечной поправки Струтинского [9]. Моменты инерции и вибрационные массовые параметры находились, следуя методу Инглиса [8, 10]. В результате потенциальная энергия, моменты инерции, массовые параметры, одночастичные энергии, характеристики спаривания оказывались функциями формы ядра. Это приводило к уравнению Шредингера, включающего ротационно-вибрационную связь. При этом предполагалось, что средние значения параметров деформации различаются для разных состояний в одном ядре. Схема расчетов в DDM не предполагала наличия самосогласования.

¹⁾ Государственный университет морского и речного флота имени адмирала С.О. Макарова, Санкт-Петербург, Россия.

²⁾ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия.

³⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: efimov98@mail.ru

**E-mail: izosimov@jinr.ru

Благодаря последним двум направлениям появилась возможность интерпретации низколежащих 0^+ -состояний на основе идеи сосуществования форм в одном ядре для различных состояний. Это относилось к низколежащим возбужденным состояниям 0^+ в таких ядрах, как $^{70,72}\text{Ge}$, $^{72,74}\text{Se}$, ^{98}Mo . Одно из объяснений этих состояний заключалось в предположении, что в соответствующих ядрах помимо глобального минимума на поверхности потенциальной энергии (PES — potential energy surfaces) при $\beta = 0$ существует еще локальный минимум при $\beta \neq 0$ и именно за счет этого минимума формируются некоторые из низколежащих состояний. То есть делалось предположение, что в одном ядре могут сосуществовать состояния с разной деформацией. Опыты по зарядовым радиусам говорят о возможности разной деформации основных состояний соседних ядер [11], а не о сосуществовании состояний с разной деформацией в одном ядре. Теоретического доказательства такого сосуществования до последнего времени не было, так как анализ волновых функций не осуществлялся в терминах деформации, т.е. во внутренней системе координат. Поэтому такое объяснение оставалось лишь гипотезой. Недавние работы [12, 13] дают надежду на то, что удастся подтвердить или опровергнуть гипотезу сосуществования разных форм в одном ядре.

Цель данной работы заключается в анализе коллективных состояний ряда четно-четных актинидов в рамках феноменологической версии модели взаимодействующих бозонов. Неоднозначность параметров модели минимизируется условием примерного соответствия минимумов энергии деформации, полученных в Модели Взаимодействующих Бозонов — МВБ (в работе используется обозначение МВБ1, когда бозоны по изоспину не различаются) и в микроскопическом расчете [2]. В частности, было получено описание ираст-полос четных изотопов Pu, Sm, Fm, No такого качества, которого не получить в других массовых областях. Это говорит о слабом влиянии квазичастичных степеней свободы на высокоспиновые состояния в рассмотренных ядрах.

2. СВЯЗЬ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ БОЗОНОВ С ПЕРЕМЕННЫМИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Со временем, кроме геометрического описания коллективных состояний, оперирующего деформационными переменными, появилось иное описание коллективных состояний, основанное на бозонном представлении фермионных операторов и наиболее

используемое теперь, это МВБ. Исходными микроскопическими блоками этой модели были фононы квадрупольного типа в представлении квазичастичного метода Тамма—Данкова или метода случайной фазы. Отличительной чертой МВБ1 от более ранних бозонных моделей было используемое предположение о замкнутости алгебры фононных операторов и их коммутаторов, выраженных в терминах квазичастиц. Это позволило перейти к конечному представлению фононных операторов через бозонные операторы квадрупольного типа и формально введенных скалярных бозонов. Бозоны в такой терминологии отличаются от фононных операторов тем, что для них выполняются идеальные коммутационные соотношения, характерные именно для бозонных операторов. При этом предположение замкнутости алгебры фононных операторов приводит к ограничению максимального числа бозонов, и это есть главное отличие МВБ1 от геометрических моделей ядра. Способ соотнесения обобщенных координат в геометрических моделях и бозонных параметров был получен через использование внутреннего состояния [14, 15]

$$|\Phi\rangle = \left\{ s^+ + \tilde{\beta} \left[d_0^+ \cos \tilde{\gamma} + \right. \right. \quad (1)$$

$$\left. \left. + \frac{1}{\sqrt{2}}(d_2^+ + d_{-2}^+) \sin \tilde{\gamma} \right] \right\}^\Omega;$$

$$\langle \Phi | \Phi \rangle = \Omega(1 + \tilde{\beta}^2)^2.$$

Если гамильтониан МВБ1 принять в виде

$$H_{\text{IBM}} = \varepsilon_d \hat{n}_d + k_1(d^+ \cdot d^+ s s + \text{H.c.}) + \quad (2)$$

$$+ k_2 \left((d^+ d^+)^{(2)} \cdot d s + \text{H.c.} \right) +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_L C_L (d^+ d^+)^{(L)} \cdot (d d)^{(L)},$$

где H.c. означает эрмитово сопряжение, точка между операторами соответствует скалярному произведению, то среднее от него по функции внутреннего состояния имеет вид

$$\langle H_{\text{IBM}} \rangle = \langle \Phi | H_{\text{IBM}} | \Phi \rangle (\langle \Phi | \Phi \rangle)^{-1} = \quad (3)$$

$$= \frac{\Omega \tilde{\beta}^2}{(1 + \tilde{\beta}^2)^2} \left\{ \varepsilon_d + 2k_1(\Omega - 1) - \right.$$

$$\left. - \sqrt{\frac{8}{7}} k_2(\Omega - 1) \tilde{\beta} \cos 3\tilde{\gamma} + \right.$$

$$\left. + \left[\left(\frac{C_0}{10} + \frac{C_2}{7} + \frac{9C_4}{35} \right) (\Omega - 1) + \varepsilon_d \right] \tilde{\beta}^2 \right\}.$$

Параметры гамильтониана МВБ1 ε_d , k_1 , k_2 , C_L определяются либо феноменологически на основе

наилучшего описания энергий коллективных состояний и значений $B(E2)$ между ними, либо микроскопически [16] на основе межнуклонных взаимодействий. Дополнительным параметром является максимальное число квадрупольных бозонов или общее число d - и s -бозонов — Ω . Величину $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ как функцию деформационных характеристик $\tilde{\beta}$ и $\tilde{\gamma}$ по аналогии с PES можно назвать поверхностью деформационной энергии.

Параметры деформации МВБ1 $\tilde{\beta}$ и $\tilde{\gamma}$ непосредственно не характеризуют геометрическую форму ядра, они определяют отклонение от сферичности функции $|\Phi\rangle$. Для $SU(3)$ -предела МВБ1 и асимптотически при $\Omega \rightarrow \infty$ $\tilde{\beta} = \sqrt{2}$ и $\tilde{\gamma} = 0$ при $k_2 > 0$, если же $k_2 < 0$, то $\tilde{\gamma} = \pi/3$ (это часто обозначается как отрицательные значения $\tilde{\beta}$ или β), что соответствует жесткому ротатору. Для $O(6)$ -предела МВБ1 при $\Omega \rightarrow \infty$ $\tilde{\beta} = 1$, а величина $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ не зависит от $\tilde{\gamma}$, что соответствует предельной γ -нестабильности. В работе [15] приведена возможная связь параметра деформации β и параметра $\tilde{\beta}$:

$$\beta = \frac{2\Omega}{A} \tilde{\beta}; \quad \gamma = \tilde{\gamma}. \quad (4)$$

К последнему соотношению следует относиться с большой осторожностью, особенно в сильно деформированных ядрах, так как не все глубокие оболочки ядра могут быть вовлечены в общую деформацию, а также из-за неопределенности параметра Ω . Потому реально β может оказаться больше по сравнению с оценкой (4). Наконец, в [17] было получено более точное соотношение между параметрами $\tilde{\beta}$ и $\tilde{\gamma}$ с обычными параметрами деформации β и γ . Это было сделано через квадрупольный момент ядра. Если квадрупольный оператор принят в традиционном для МВБ1 виде

$$\hat{T}(E2) = e^* (d^+ s + s^+ d + \chi_{E2} d^+ d) \quad (5)$$

то через среднее его значение по функции внутреннего состояния определяется квадрупольный момент

$$\begin{aligned} \langle Q_{\text{IBM}}^{(0)} \rangle &= \langle \Phi | 4 \sqrt{\frac{\pi}{5}} \hat{T}(E2) | \Phi \rangle (\langle \Phi | \Phi \rangle)^{-1} = \\ &= 4 \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{2\Omega \tilde{\beta} \cos \tilde{\gamma}}{1 + \tilde{\beta}^2} e^* \left(1 - \sqrt{\frac{1}{14}} \chi_{E2} \tilde{\beta} \frac{\cos 2\tilde{\gamma}}{\cos \tilde{\gamma}} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

который приравнивается к квадрупольному моменту ядра, рассматриваемого как равномерно заряженный трехосный эллипсоид со средним радиусом $R = 1.2A^{1/3}$ Фм и в предположении, что $\beta^2 \ll 1$

$$Q^{(0)} = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} ZeR^2 \beta \cos \gamma. \quad (7)$$

Это приводит к

$$\begin{aligned} \beta \cos \gamma &= \frac{4\pi}{3} \frac{\tilde{\beta} \cos \tilde{\gamma}}{1 + \tilde{\beta}^2} \frac{2e^* \Omega}{ZeR^2} \times \\ &\times \left(1 - \sqrt{\frac{1}{14}} \chi_{E2} \tilde{\beta} \frac{\cos 2\tilde{\gamma}}{\cos \tilde{\gamma}} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Аналогичным образом поступая с оператором $1/2(Q_2 + Q_{-2})$, было получено

$$\text{tg } \gamma = \text{tg } \tilde{\gamma} \frac{1 + \sqrt{2/7} \chi_{E2} \tilde{\beta} \cos \tilde{\gamma}}{1 - \sqrt{1/14} \chi_{E2} \tilde{\beta} (\cos 2\tilde{\gamma} / \cos \tilde{\gamma})}. \quad (9)$$

Из этого выражения следуют тождества $\gamma = \tilde{\gamma} = 0$ и $\gamma = \tilde{\gamma} = \pi/3$, а именно эти крайние случаи для γ будут нас интересовать, и для них имеет место соотношение

$$\beta = 1.4179 \frac{\tilde{\beta}}{1 + \tilde{\beta}^2} \frac{e_W^* \Omega}{Z} (1 - 0.2673 \chi_{E2} \tilde{\beta}). \quad (10)$$

В этом выражении e_W^* соответствует тому случаю, когда значения $B(E2)$ рассматриваются в одночастичных единицах $W.u. = 0.0594A^{4/3} e^2 \text{ Фм}^4$. Связь между таким образом введенными бозонными зарядами имеет вид $e^* = 0.2437A^{2/3} e_W^*$. Если, ориентируясь на выражение (3), при $\gamma = 0$, $\beta > 0$, а при $\gamma = \pi/3$, $\beta < 0$, то формула (10) будет справедливой в обоих этих случаях.

У выражения (10) есть существенный недостаток, он связан с тем, что оно не является монотонной функцией β от $\tilde{\beta}$. Ее максимум достигается примерно при $\tilde{\beta} \simeq 1.1$, что соответствует $\beta \simeq 0.29$. Впрочем, использовать соотношение (10) при больших деформациях не правомерно, так как используется приближение $\beta^2 \ll 1$. Поэтому будем поступать следующим образом: для значения $\tilde{\beta}$, соответствующего минимуму $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$, рассчитывается β с помощью (10). После этого подбирается значение Ω' , чтобы для найденных так значений $\tilde{\beta}$ и β выполнялось равенство

$$\beta = \frac{2\Omega'}{A} \tilde{\beta}. \quad (11)$$

В конце концов с помощью этого соотношения определяется связь деформационных параметров.

Один из способов решения задачи на собственные значения в геометрических моделях заключается в диагонализации гамильтониана в базисе пятимерного осциллятора, что, например, было осуществлено в работе [18] в 1974 г. для состояний с высокими моментами в деформированных ядрах. Причем вычисления существенно упростились через использование матричных элементов от различных членов гамильтониана, полученных в базисе $O(5)$ [19]. При таком способе расчета всегда

остается открытым вопрос о том, чем ограничить размер базиса. Реально его размер ограничивался возможностями вычислительных машин. Представленный способ расчета связан с лабораторной системой координат, и в нем теряется связь с параметрами деформации, а по вычисленным волновым функциям нельзя найти средних значений параметров деформации для каждого отдельного состояния. Следует отметить, что полная классификация функций пятимерного осциллятора и способ вычисления ряда матричных элементов, полученный в [19], оказались удобным инструментом для вычисления матричных элементов всех операторов в МВБ1 и использовались при вычислении собственных значений и собственных функций [20–22] при произвольных наборах параметров гамильтониана МВБ1.

Тот факт, что гамильтониан МВБ1 с произвольными параметрами может быть представлен через функцию внутреннего состояния в терминах деформационных параметров, приводит к идее специфического способа определения параметров МВБ1, не рассматривающего моды возбуждений. А именно, сначала на основе одного из используемых способов расчета, использующего реалистическое межнуклонное взаимодействие, находится поверхность потенциальной энергии в деформационных терминах. Затем параметры бозонного гамильтониана определяются таким образом, чтобы среднее от бозонного гамильтониана с этими параметрами по функции внутреннего состояния максимально соответствовало рассчитанной коллективной потенциальной поверхности. Это было реализовано в работе [23] с использованием МВБ2, где бозоны различаются по изоспину. Именно после появления МВБ2 первоначальный вариант модели, где различия по изоспину среди бозонов не делались, стали называть как МВБ1. Также в работе [23] на основе сил Скирма рассчитывались поверхности потенциальной энергии и из максимального ее совпадения со средним от бозонного гамильтониана по внутреннему состоянию определялись бозонные параметры. В [23] утверждается, что не все, но наиболее значимые параметры МВБ2 определяются с помощью вейвлет-анализа (wavelet analysis). Это привело к качественному описанию энергий коллективных состояний широкого набора ядер. Так как силы Скирма можно разложить по мультиполям, то их использование эффективно включает то, что делается при расчете параметров МВБ1 с учетом перенормировок при рассмотрении различных мод возбуждений. При этом следует иметь в виду, что среднее по функции внутреннего состояния от бозонного гамильтониана имеет существенное ограничение, проявляющееся в том, что при реалистических значениях параметров гамильтониана среднее не дает нескольких локальных минимумов

потенциальной поверхности от параметров деформации. Особенности потенциальной поверхности, которые не могут быть получены с использованием традиционных членов гамильтониана МВБ1, могут быть реализованы с помощью дополнительных многобозонных членов, например, минимум в $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ при $\tilde{\beta} \neq 0$ и $\tilde{\gamma} \neq 0$, $\pi/3$ достигается за счет введения члена, пропорционального $(d^+ d^+ d^+)^L \cdot (ddd)^L$ [24].

В силу этого большой интерес вызывают работы [12, 13], где задача на собственные значения и функции квадрупольного коллективного гамильтониана Бора, зависящего от переменных формы β и γ с потенциалом, имеющим сферический и деформированный минимумы, решается с помощью дифференциального уравнения. Это дает возможность интерпретировать волновые функции непосредственно через деформационные характеристики. При этом глубина двух минимумов, высота и ширина барьера, а также жесткость потенциала вблизи обоих минимумов определены таким образом, чтобы добиться удовлетворительного описания наблюдаемых свойств низколежащих коллективных квадрупольных состояний. Это демонстрировалось на примере ^{96}Zr .

Такой подход может объяснить природу состояний, энергии которых не находят объяснения в ряде подходов, например, в МВБ1. Это значит, что такие состояния не являются квазичастичными возбуждениями, внедренными в комплекс коллективных состояний, а являются тоже коллективными, но их положение определяется особенностью поверхностного потенциала, который не может быть воспроизведен с традиционным набором операторов гамильтониана МВБ1.

В следующем разделе в рамках феноменологии МВБ1 проанализированы энергии ирраст-полос и ряд состояний γ -полос обозначенных ядер. Дополнительным условием является воспроизведение глубины потенциальной энергии деформации, полученной на основе взаимодействия Гоньи [2].

3. АНАЛИЗ РЯДА ЯДЕР ТРАНСУРАНОВОЙ ОБЛАСТИ В ФЕНОМЕНОЛОГИИ МВБ1

Работы по анализу коллективных состояний в рамках микроскопической версии расширенной МВБ1 [16, 25, 26] показали, что максимальное число бозонов Ω оказывается существенно больше, чем то, что дает число пар числа частиц (или дырок) валентных нуклонов. Формирование машинного кода для расчета свойств коллективных состояний до $\Omega = 36$ было осуществлено одним из авторов и продемонстрировано при изучении свойств четных изотопов Hf [27]. Для рассматриваемых ядер Ω было принято равным 24. Это число

Таблица 1. Значение бозонных параметров в МэВ для изотопов Рu (для ^{240}Pu приведены два набора с полным числом бозонов $\Omega = 24$ и $\Omega = 36$)

Параметр	^{236}Pu	^{238}Pu	^{240}Pu		^{242}Pu	^{244}Pu
ε_d	-0.599648	-0.616820	-0.617153	-0.647031	-0.603417	-0.604948
k_1	-0.036678	-0.035646	-0.037240	-0.030975	-0.038054	-0.038016
k_2	0.016832	0.018168	0.021340	0.011139	0.019278	0.017834
C_0	0.240945	0.197461	0.241177	0.554837	0.212750	0.229193
C_2	0.021790	-0.007801	-0.005771	0.080469	-0.008387	-0.011953
C_4	0.030488	0.033498	0.032335	0.048073	0.027480	0.030619
Ω	24	24	24	36	24	24
V_{\min} [2]	-15	-16.2	-16.6	-16.6	-17	-16.5
$\langle H_{\text{IBM}} \rangle_{\min}$	-14.97	-16.27	-16.50	-16.40	-16.95	-16.40
$E(0_1^+)$	-15.49	-16.84	-17.06	-16.95	-17.52	-17.00

с одной стороны достаточно большое, с другой, поиск параметров гамильтониана, которые дают в определенной области их значений наилучшее воспроизведение экспериментальных значений энергий коллективных состояний, требует разумного машинного ресурса. Для нескольких ядер такой расчет был произведен и для $\Omega = 36$, но при этом размер матриц, требующих диагонализации, сильно растет с ростом Ω . Максимальным при $\Omega = 36$ он оказывается для спина $I = 16^+$ и равен 551×551 . При фитировании параметров гамильтониана МВБ1 даже по трем полосам нет однозначности в их определении, тем более, когда параметры подбираются по одной или двум полосам. Поэтому поиск параметров осуществляется в той области их значений, которая дает величину максимальной потенциальной энергии деформации, близкую к оценке, полученной в работе [2].

В работе [28] рассматривалась только ираст-полоса. Однако выяснилось, что существует и такой набор параметров, который при той же потенциальной энергии деформации позволяет воспроизвести и “ γ -полосу”, т.е. полосу с последовательностью состояний $2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, \dots$, внутри которой имеются усиленные $E2$ -переходы. В табл. 1, 2 помимо параметров гамильтониана для рассмотренных ядер даны энергии минимума потенциальной энергии — V_{\min} [2], минимум на поверхности деформационной энергии МВБ1 — $\langle H_{\text{IBM}} \rangle_{\min}$ (3), а также энергии основного состояния в МВБ1 относительно d -бозонного вакуума, т.е. $SU(5)$ -предела МВБ1 — $E(0_1^+)$.

В табл. 1 приведены результирующие параметры гамильтониана МВБ1 для четных изотопов Рu, а в табл. 2 — для изотопов Sm. За плавностью

изменения их значений от ядра к ядру не следили. Главным критерием было максимально точное воспроизведение энергий состояний до предельных спинов основной полосы и 2_2^+ -состояний, ассоциируемых обычно с головным уровнем γ -полосы.

Этим параметрам соответствуют теоретические энергии, представленные в табл. 3, 4 и на рис. 1, 2, где они сравниваются с экспериментальными значениями. В ^{236}Pu энергии ираст-полосы известны до спина $I = 16^+$, и они воспроизводятся. В $^{238,240}\text{Pu}$ уже до спинов $I = 30^+$ и $I = 32^+$ соответственно. Если параметры подбираются только по ираст-полосам, как в [28], то для всех известных спинов получается прецизионное описание. В представленном же здесь варианте для состояний, начиная с $I = 26^+$ или $I = 28^+$, расчетные значения оказываются заниженными (см. табл. 3 и рис. 1). При этом анализ волновых функций показал, что, начиная с этих спинов, среднее число квадрупольных бозонов $\langle n_d \rangle$ начинает быстро расти. Если в начале полосы $\langle n_d \rangle = 11$ и по мере роста спина на две единицы изменяются от 0.1 до 0.3, то, начиная со спина $I = 24^+$, уже меняются на единицу, доходя до 20.7 в $I = 32^+$ -состоянии. Такое значение близко к используемому полному числу бозонов $\Omega = 24$. Поэтому для одного из этих ядер, а именно для ^{240}Pu , был произведен расчет с $\Omega = 36$. Это существенно улучшило описание энергий состояний ираст-полосы, не ухудшив описание состояний γ -полосы при одновременном согласовании с минимумом потенциальной энергии деформации, полученным в микроскопическом расчете. Отсюда следует вывод, что если расчетные энергии высокоспиновых состояний с $I \geq 26^+$ оказываются меньше экспериментальных, то одной из

Таблица 2. Значение бозонных параметров в МэВ для изотопов Cm (для ^{246}Cm приведены три набора параметров, один, отмеченный просто как $\Omega = 24$, соответствует расчету, при котором потенциальная энергия деформации близка той, что получена в [2], $\Omega = 24$, $SU(3)$ -1 соответствует тому, когда энергия 0_2^+ оказывается 1170 кэВ, $\Omega = 24$, $SU(3)$ -2 — соответствующая энергия 1820 кэВ; для ^{248}Cm приведены три набора параметров с разными значениями полного числа бозонов, $\Omega = 24$, $\Omega = 30$ и $\Omega = 36$)

Параметр	^{246}Cm				^{248}Cm		
	^{242}Cm	^{246}Cm	^{246}Cm	^{246}Cm	^{248}Cm	^{248}Cm	^{248}Cm
ε_d	-0.760776	-0.767505	-0.313958	-0.495547	-0.775108	-0.664738	-0.595391
k_1	-0.047578	-0.047365	-0.012914	-0.021580	-0.045880	-0.038703	-0.033694
k_2	0.030710	0.027934	0.012363	0.013514	0.024586	0.013733	0.010587
C_0	0.517326	0.515156	-0.110052	-0.022396	0.469563	0.525903	0.586469
C_2	-0.024683	-0.022940	0.059870	0.052000	-0.019301	0.027832	0.047313
C_4	0.047627	0.048715	0.027771	0.030190	0.048427	0.039679	0.038687
Ω	24	24	24, $SU(3)$ -1	24, $SU(3)$ -2	24	30	36
V_{\min} [2]	-18.25	-18.45	-18.45	-18.45	-17.8	-17.8	-17.8
$\langle H_{\text{IBM}} \rangle_{\min}$	-18.51	-18.12	-9.34	-12.64	-17.81	-17.39	-17.72
$E(0_1^+)$	-19.11	-18.70	-10.21	-13.36	-18.40	-17.89	-18.24

Таблица 3. Сравнение экспериментальных [29] и расчетных энергий в кэВ для изотопов Pu (для ^{240}Pu теор. 1 соответствует расчету с $\Omega = 24$, теор. 2 — с $\Omega = 36$)

I^π	^{236}Pu		^{238}Pu		^{240}Pu			^{242}Pu		^{244}Pu	
	экс.	теор.	экс.	теор.	экс.	теор. 1	теор. 2	экс.	теор.	экс.	теор.
2 ⁺	44.6	44.5	44.1	43.8	42.8	42.4	42.9	44.5	44.3	44.2	45.1
4 ⁺	147.5	147.2	145.9	145.2	141.7	140.6	141.7	147.3	146.9	149.9	149.4
6 ⁺	305.8	305.4	303.4	302.6	294.3	293	293.6	306.4	305.7	313	310.8
8 ⁺	515.7	515.5	512.6	513.4	497.4	497	495.3	518.1	517.8	530.2	526.3
10 ⁺	773.5	773.3	771.9	774.6	747.4	749.8	743.7	778.6	779.7	797.8	792.4
12 ⁺	1074.3	1074.3	1077.7	1082.8	1041.1	1048	1036	1084.4	1087	1111.4	1105
14 ⁺	1413.6	1414	1426.4	1434	1374.8	1387	1368	1431.7	1437	1466.7	1459
16 ⁺	1786	1787.9	1815.5	1825	1745.7	1765	1740	1816.7	1823	1859.2	1852
18 ⁺		2191.5	2241.7	2251	2151.6	2176	2148	2236	2243	2284.5	2277
20 ⁺			2702.3	2709	2590.2	2616	2591	2686	2690	2737.9	2730
22 ⁺			3195.4	3194	3059.8	3083	3068	3163	3161	3211	3208
24 ⁺			3717.1	3702	3559	3572	3577	3662	3651	3686.3	3704
26 ⁺			4263.7	4229	4086.3	4079	4117	4172	4155	4145.2	4214
28 ⁺			4833.3	4771.5	4639.4	4600	4688			4606.1	4733
30 ⁺			5426.5	5324	5220.3	5133	5287			5085.7	5256
32 ⁺			1028.5	1029	5819.3	5675	5916			5589.6	5776
34 ⁺			1069.9	1072						6119.7	6289
2 ₂ ⁺		1099	1125.8	1128	1137	1.137	1125	1102	1102	1015	1015.5
3 ₁ ⁺		1145.3		1781	1177.6	1.180	1178		1145		1059
4 ₂ ⁺		1205.7			1232.5	1.234	1245		1202		1117
0 ₂ ⁺		1922				1.961	1997		1907		1273

причин может оказаться использование недостаточного числа бозонов Ω .

В ^{242}Pu энергии всех рассмотренных состояний воспроизводятся хорошо. Для ^{244}Pu энергии состояний до спина $I = 22^+$ воспроизводятся хоро-

шо, но при больших спинах имеется превышение расчетных значений над экспериментальными, хотя в меньшей степени, чем было получено в [28].

Для всех рассмотренных изотопов Cm с массовыми числами $A = 242, 246, 248$ вплоть до всех

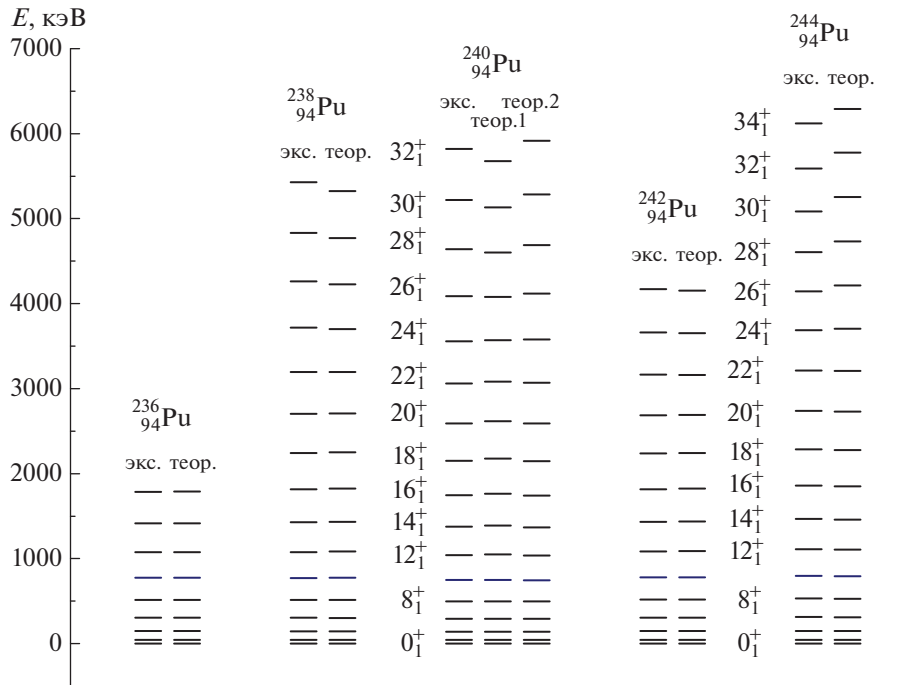


Рис. 1. Экспериментальные [29] и расчетные значения энергий в изотопах Pu. Вариант расчета, обозначенный как теор. 2, соответствует полному числу бозонов $\Omega = 36$, в остальных случаях $\Omega = 24$.

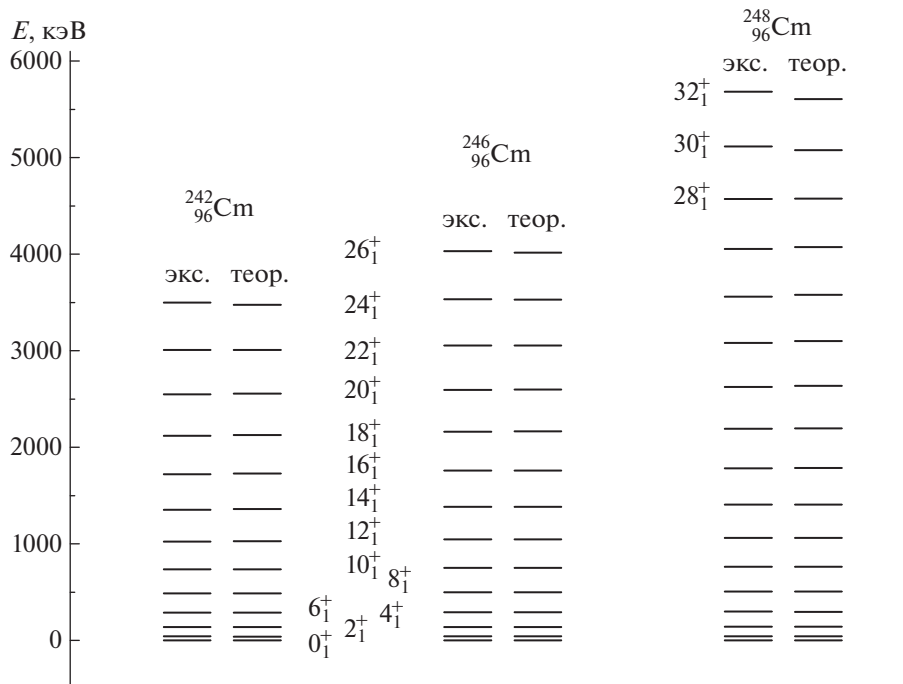


Рис. 2. Экспериментальные [1, 29] и расчетные значения энергий в изотопах Cm с $\Omega = 24$.

известных спинов, а это соответственно $I = 24^+$, $I = 26^+$ и $I = 32^+$, получено, как видно из табл. 4 и рис. 2, весьма удовлетворительное описание. Оно касается и полос, построенных на 2_2^+ -состояниях.

На примере изотопов ^{246,248}Cm был осуществ-

лен расчет при разных условиях. Для ²⁴⁶Cm при неизменном значении $\Omega = 24$ в первом случае параметры подбирались таким образом, чтобы воспроизвести минимум энергии деформации, и это приводит к $E(0_2^+) = 1.631$ МэВ. В следующем

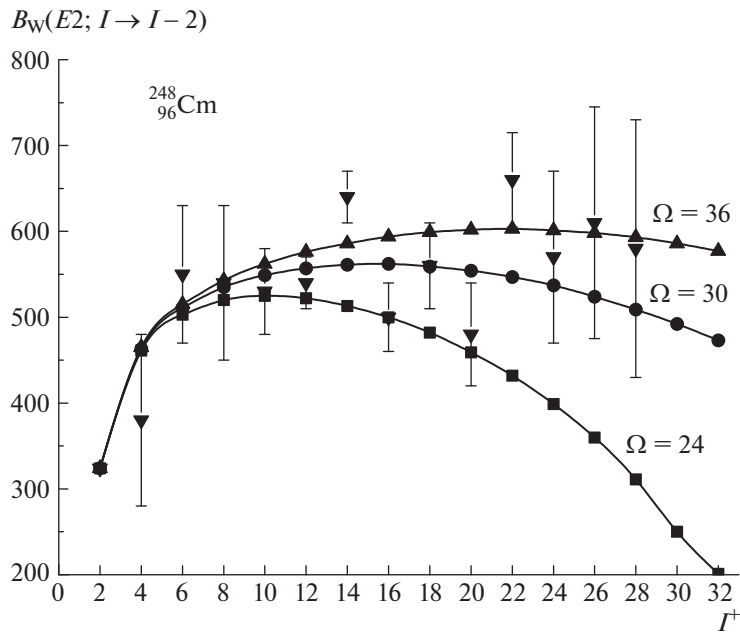


Рис. 3. Значения $B_W(E2; I \rightarrow I - 2)$ для ^{248}Cm , $W.п. = 92.55 e^2 \Phi_M^4$, экспериментальные значения из [29, 30]. Расчеты представлены последовательно для трех полных значений бозонов $\Omega = 24, 30$ и 36 .

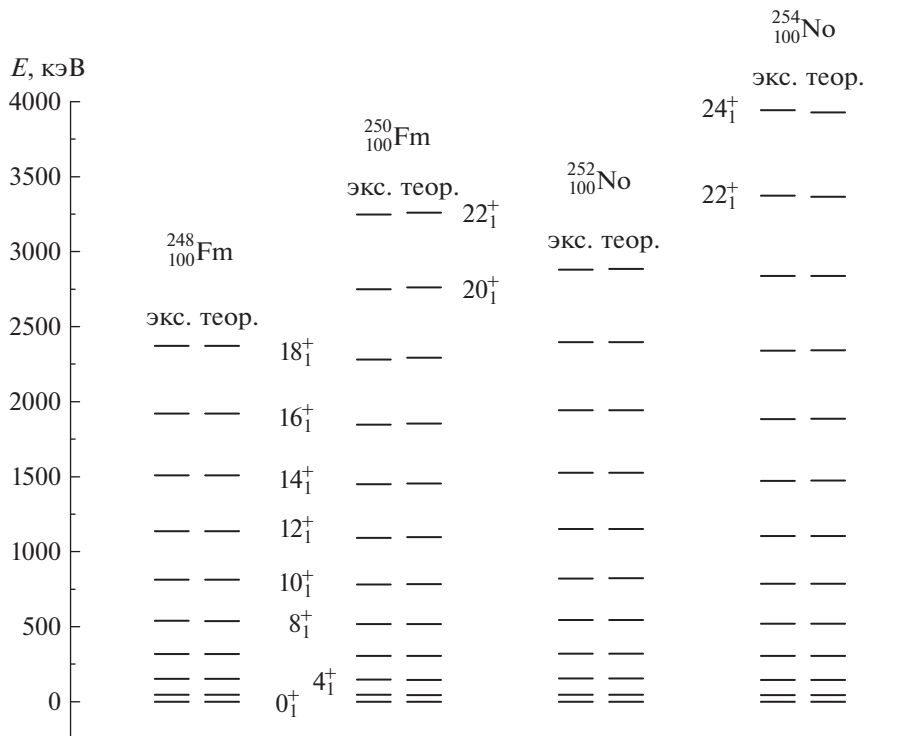


Рис. 4. Экспериментальные [1, 29] и расчетные значения энергий в изотопах Fm и No.

случае, $SU(3)$ -1, поиск параметров осуществлялся в районе тех значений, которые соответствуют $SU(3)$ -пределу МВБ1, и дает $E(0^+_2) = 1.17$ МэВ. Как видно из табл. 2, это приводит по абсолютным значениям к минимуму потенциальной энергии на

9 МэВ меньше, чем в первом случае, и соответственно микроскопической оценки. Наконец, в третьем случае поиск параметров осуществлялся, начиная с тех значений, которые соответствовали бы также $SU(3)$ -пределу МВБ1, но с существенно

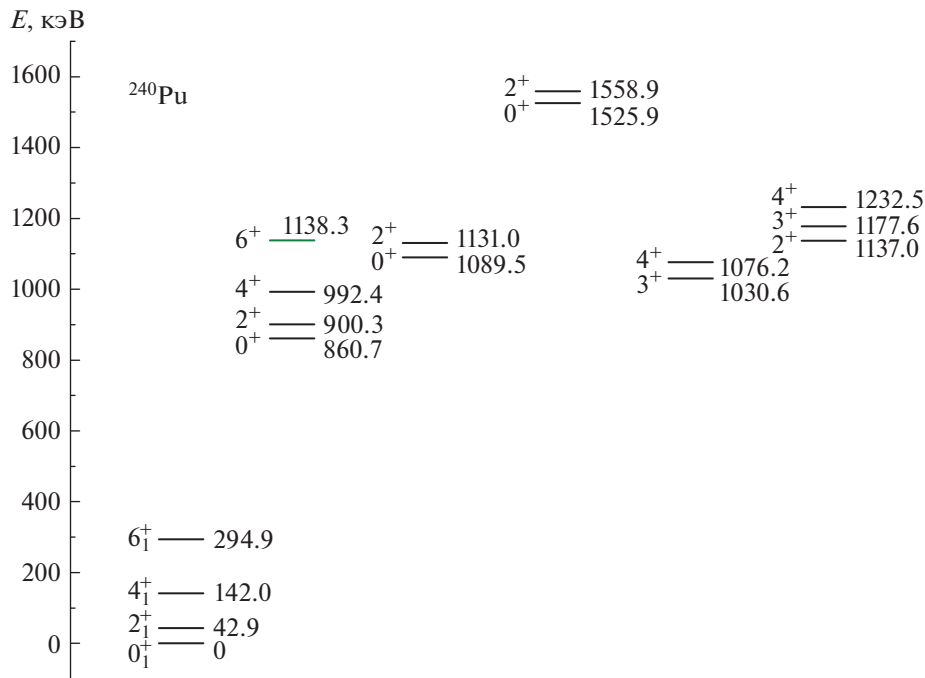


Рис. 5. Фрагмент схемы ядерных уровней ^{240}Pu [29].

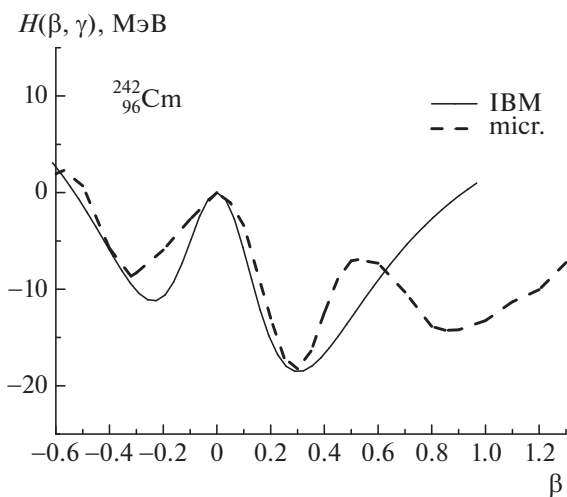


Рис. 6. Потенциальная энергия деформации ^{242}Cm , полученная в [2] и обозначенная как “micr.”, а также вычисленная в соответствии с (3) (“IBM”) с параметрами из табл. 2; при расчете β через $\tilde{\beta}$ в соотношении (11) было использовано $\Omega' = 39$.

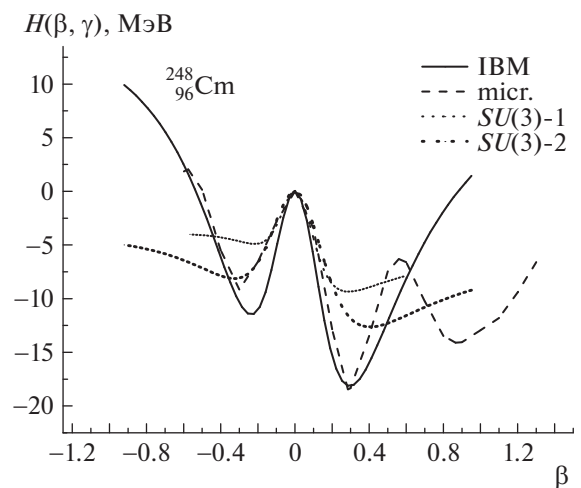


Рис. 7. Потенциальная энергия деформации ^{246}Cm , полученная в [2] и обозначенная как “micr.”, а также вычисленная в соответствии с (3) (“IBM”) с параметрами из табл. 2, $\Omega' = 39$. Обозначение $SU(3)$ соответствует кривой, полученной с параметрами, найденными вблизи соответствующего предела МВБ1. Эти параметры дают соответствие с экспериментальными энергиями состояний ираст-полосы и 2_2^+ -состояния, но различающиеся значения для 0_2^+ -состояния. Для $SU(3)$ -1-варианта эта энергия меньше, чем для варианта $SU(3)$ -2.

большей энергией 0_2^+ , $E(0_2^+) = 1.82$ МэВ. Это дает большую глубину потенциальной энергии по сравнению с предыдущим случаем, но все же оказывается на 6 МэВ меньше микроскопической оценки. Результирующие энергии для всех трех вариантов приведены в табл. 4, а на рис. 2 — только для первого варианта. Это позволяет сделать следующие замечания. Обычно при анализе четно-четных ядер в рамках феноменологии МВБ1 предпола-

гается, что коллективная структура варьируется в тех пределах, которая реализуется в пределах триады $SU(5) - O(6) - SU(3)$. Однако проведенные вычисления показывают, что структура коллектив-

Таблица 4. Сравнение экспериментальных [1, 29] и расчетных энергий в кэВ для изотопов Cm (для ^{246}Cm разные варианты соответствуют разным наборам параметров из табл. 2; для ^{248}Cm теор. 1 соответствует расчету с $\Omega = 24$, теор. 2 с $\Omega = 30$, теор. 3 с $\Omega = 36$)

I^π	$^{242}_{96}\text{Cm}$		$^{246}_{96}\text{Cm}$				$^{248}_{96}\text{Cm}$			
	экс.	теор.	экс.	теор.	$SU(3)$ -1	$SU(3)$ -2	экс.	теор. 1	теор. 2	теор. 3
2 ⁺	42.1	41.7	42.9	42.6	42.6	42.8	43.4	43.2	43.7	43.9
4 ⁺	138.1	138.2	141	141.2	141.1	141.6	143.8	143.4	144.5	144.8
6 ⁺	288.3	287.8	294.1	294	293.1	294.4	298.9	298.5	300	300
8 ⁺	489.1	488.2	498.7	498.4	495.7	498	506.4	506.1	506.4	505.7
10 ⁺	735.9	736.1	751.5	751.1	745.5	749.2	762.8	762.6	760.3	758.2
12 ⁺	1026.2	1027.9	1045.3	1048	1039	1044	1064.1	1064	1058	1054
14 ⁺	1355.2	1360	1385.3	1386	1373	1380	1406.1	1407	1395	1389
16 ⁺	1720.8	1728	1758.4	1760	1744	1752	1783.9	1787	1769	1762
18 ⁺	2119.5	2128	2163.3	2165	2149	2158	2192.6	2198	2175	2168
20 ⁺	2549.3	2556	2596.3	2598	2586	2594	2627	2638	2612	2606
22 ⁺	3008.8	3007	3054.2	3054	3050	3057	3083.4	3100	3075	3074
24 ⁺	3497.4	3477	3533.3	3528	3541	3544	3559.5	3581	3563	3570
26 ⁺			4031.4	4015	4054	4051	4055.3	4074	4074	4091
28 ⁺				4512	4589	4576	4572.3	4575	4605	4637
30 ⁺				5016	5142	5115	5113.9	5076	5154	5206
32 ⁺				5565	5709	5665	5680.7	5605	5720	5798
2 ₂ ⁺		1200	1124.3	1125	1120	1126	1050	1054	1048	1043
3 ₁ ⁺		1237	1165.5	1163	1169	1174		1093	1095	1093
4 ₂ ⁺		1286	1220	1214	1232	1236	1144	1145	1156	1158
0 ₂ ⁺		1787		1631	1170	1820		1730	1843	1846

ных состояний может выходить за пределы этой триады, а проявляется это в существенно большей энергии деформации по сравнению с тем, что дает $SU(3)$ -предел МВБ1.

Для ^{248}Cm были также реализованы три варианта расчета, отличающиеся полным числом бозонов $\Omega = 24, 30, 36$, но примерно с неизменной энергией деформации, как это видно из табл. 2.

Таблица 5. Численные соотношения β и $\tilde{\beta}$ для ^{248}Cm на основе (4) и (10); было принято $\chi_{E2} = k_2/(2k_1)$

Ω	ϵ_{W}^*	χ_{E2}	$\tilde{\beta}$	$\beta(4)$	$\beta(10)$
24	1.5169	-0.268	0.9	0.174	0.285
30	1.2935	-0.1774	0.8	0.194	0.290
36	1.1375	-0.1571	0.7	0.203	0.292

В табл. 4 приведены энергии состояний для всех трех вариантов, а на рис. 2 — только для первого из них. В силу сказанного ранее относительно выбора полного числа бозонов в ^{240}Pu число бозонов в ^{248}Cm должно быть определено больше 24.

Из рассмотренных в данной работе ядер ^{248}Cm выгодно отличается тем, что для него известны экспериментальные значения $B(E2)$ для переходов вдоль ираст-полосы вплоть до высоких спинов. Их значения приведены на рис. 3. Здесь же приведены теоретические значения, нормированные на нижайший переход. Из рисунка видно, что расчеты, произведенные с $\Omega = 24$, дают явно заниженные величины, начиная с середины полосы. Расчеты же с $\Omega = 30$ и с $\Omega = 36$ дают вполне удовлетворительное описание значений $B(E2)$ в полосе.

Для всех рассмотренных ядер известны экспериментальные значения $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$, что

Таблица 6. Значение бозонных параметров в МэВ для изотопов Fm и No

Параметр	$^{248}_{100}\text{Fm}$	$^{250}_{100}\text{Fm}$	$^{252}_{102}\text{No}$	$^{254}_{102}\text{No}$
ε_d	-0.884069	-0.900130	-0.836100	-0.857295
k_1	-0.045806	-0.045133	-0.040628	-0.035551
k_2	0.025660	0.026923	0.019023	0.019891
C_0	0.384586	0.363519	0.167861	0.124074
C_2	-0.024916	-0.025427	-0.010254	-0.025006
C_4	0.053072	0.051547	0.035493	0.043086
Ω	24	24	24	24
V_{\min} [2]	-20.5	-21	-21.5	-21.5
$\langle H_{\text{IBM}} \rangle_{\min}$	-20.34	-20.89	-21.25	-21.32
$E(0_1^+)$	-20.98	-21.57	-21.92	-22.02

позволяет численно соотнести параметры β и $\tilde{\beta}$. Так как для ^{248}Sm были осуществлены расчеты для трех значений Ω , то в этих случаях и были получены оценки, представленные в табл. 5. Значения $\tilde{\beta}$ соответствуют минимуму функции (3) с параметрами из табл. 2. Из табл. 5 видно, что несмотря на сильно различающиеся входящие в эту таблицу исходные величины, результирующие β оказываются неизменными до двух значащих цифр, и это значение совпадает с тем, что представлено в работе [2].

В табл. 6 для изотопов $^{248,250}\text{Fm}$ и $^{252,254}\text{No}$ приведены бозонные параметры. Энергии, соответствующие им, сравниваются с экспериментальными значениями в табл. 7 и рис. 4. Описание удовлетворительно, а это для двух изотопов Fm с $A = 248, 250$ и двух изотопов No с $A = 252, 254$ соответственно представлено до спинов $I = 18^+, I = 22^+, I = 20^+, I = 24^+$.

Для ^{242}Sm и ^{252}No состояний помимо состояний ираст-полосы не наблюдается. В ядре ^{254}No наблюдается полоса, начинающаяся с 3_1^+ . В силу значительных отрицательных значений однобозонной энергии ε_d и отрицательных значений C_2 (табл. 6) среди теоретических значений некоторых состояний могут возникать состояния с предельно большими значениями $\langle n_d \rangle \simeq \Omega$. В расчет их принимать не следует, и физического смысла они не имеют. Кроме того, они не формируют полос состояний, связанных большими значениями $E2$ -переходов. Именно поэтому при описании сильнодеформированных ядер в МВБ1 необходимо следить за составом волновых функций, чтобы такие блуждающие состояния не возникали. В рассматриваемых случаях для этого следует несколько увеличить значение параметра гамильтониана C_2 ,

что помимо прочего реализуется при использовании большего числа бозонов Ω . Таким образом, было выяснено, что получить полосу, начинающуюся с 3_1^+ -состояния, в традиционном варианте МВБ1 невозможно. Как вариант, можно было бы предположить, что в ^{254}No 3_1^+ является вторым состоянием γ -полосы, что соответствует расчету, представленному в табл. 7. Тем не менее возможно, что это отдельная полоса. Так, в ^{240}Pu наблюдается помимо ираст еще несколько полос: три с головным уровнем 0^+ , одно с 2^+ и одно с 3^+ , соответствующий фрагмент схемы приведен на рис. 5. Тогда становится понятным, что такая же ситуация может иметь место для ^{254}No . В этом случае природа полосы, начинающейся с 3_1^+ , остается вне настоящего рассмотрения. Предположение о квазичастичной природе этого состояния противоречит тому, что квазичастичные возбуждения не оказывают заметного влияния на состояния ираст-полосы. Поэтому описание такого 3_1^+ -состояния может быть связано либо с наличием дополнительного члена в гамильтониане, например, пропорционального $(d^+d^+d^+)^{(L)} \cdot (ddd)^{(L)}$, либо в модели, способной описывать состояния в рамках представления сосуществования разных форм.

На рис. 5 также приведен ряд полос, начинающихся с 0^+ -состояний. Попытка воспроизведения нижней из этих полос приводит к тому, что соответствующая этому глубина потенциальной энергии деформации оказывается весьма незначительной. Поэтому эти состояния мы оставляем вне настоящего рассмотрения.

Для всех рассмотренных изотопов Sm и No с представленными параметрами МВБ1 были рассчитаны значения $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$, которые приведены на

Таблица 7. Сравнение экспериментальных [1, 29] и расчетных энергий в кэВ для изотопов Fm и No

I^π	$^{248}_{100}\text{Fm}$		$^{250}_{100}\text{Fm}$		$^{252}_{102}\text{No}$		$^{254}_{102}\text{No}$	
	экс.	теор.	экс.	теор.	экс.	теор.	экс.	теор.
2 ⁺	46	45.7	45	43.9	46.4	46.3	44.2	43.8
4 ⁺	152	151.6	147	145.8	153.8	153.7	145.2	145.5
6 ⁺	317.2	316.2	304.9	304.4	320.7	320.5	304.6	304.2
8 ⁺	538.6	537.3	516.9	517.4	544.5	544.3	518.7	518.4
10 ⁺	813.3	811.9	780.2	782.4	821.7	822.0	786	786.2
12 ⁺	1137.3	1137	1092	1096	1150	1150	1104.1	1105
14 ⁺	1507.7	1507.8	1448.6	1455	1525.6	1524.8	1470.7	1473
16 ⁺	1921	1921	1846.2	1855	1942	1942	1883	1887
18 ⁺	2372	2372	2281.2	2292	2395.5	2397	2339	2343
20 ⁺			2749.8	2762	2879	2885	2837	2837
22 ⁺			3248.8	3259			3373	3367
24 ⁺							3943	3928
2 ₂ ⁺		1074		1095		1089		943
3 ₁ ⁺		1116		1135		1134	988	984.0
4 ₂ ⁺		1171		1188		1193	1033	1039
5 ₁ ⁺							1091	1107
6 ₂ ⁺							1160	1189
7 ₁ ⁺							1243	1283

рис. 6–10, и они сравниваются с потенциальными энергиями деформации из [2], полученными на основе решения задачи многих тел с использованием приближения среднего поля, включающего парные корреляции, т.е. в самосогласованном приближении Хартри–Фока–Боголюбова. Ядерный гамильтониан включал эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие Гоньи [3]. Уравнения решались на основе аксиально-симметричных гармонических осцилляторов. Размер базиса при этом определялся числом оболочек, примерно в восемь раз большим максимального числа занятых состояний.

Если расчеты, полученные в [2] для рассмотренных здесь ядер, дают минимум потенциальной энергии деформации при $\beta \simeq 0.3$ (рис. 6–10), то для $\langle H_{\text{ВМ}} \rangle$ согласно (4) при $\beta = 0.17$. Одна из причин может быть связана с недостаточно используемым числом бозонов.

Для лучшего соответствия деформационных параметров перерасчет β из $\tilde{\beta}$ производился с помощью (11) описанным ранее способом.

Рисунки 6–10 демонстрируют, что первый минимум в потенциальной энергии деформации при

$\beta > 0$ и его глубина, полученные в [2], воспроизводятся в представленных расчетах в МВБ1. При этом воспроизведение большой глубины на деформационной поверхности, до 20 МэВ, несовместимо с успешным описанием головного уровня β -полосы в районе 1 МэВ. Снижение теоретических значений указанных энергий в МВБ1 однозначно приводит к уменьшению глубины ямы в потенциальной энергии деформации. Для ^{246}Sm на рис. 7 приведены несколько кривых, в том числе соответствующие параметрам $SU(3)$ -1 и $SU(3)$ -2 из табл. 2. Как уже говорилось, для первого из них $E(0_2^+) = 1.17$, для второго — 1.82 МэВ. Но оба дают недостаточную энергию минимума в потенциальной энергии деформации. Таким образом, можно утверждать, что в рамках МВБ1 при достаточно большом минимуме потенциальной энергии деформации полосы, подобные β -полосам, воспроизвести невозможно. Можно предположить, что наличие следующего локального минимума в потенциальной энергии деформации при больших деформациях сможет объяснить некоторые из полос, не воспроизводимые

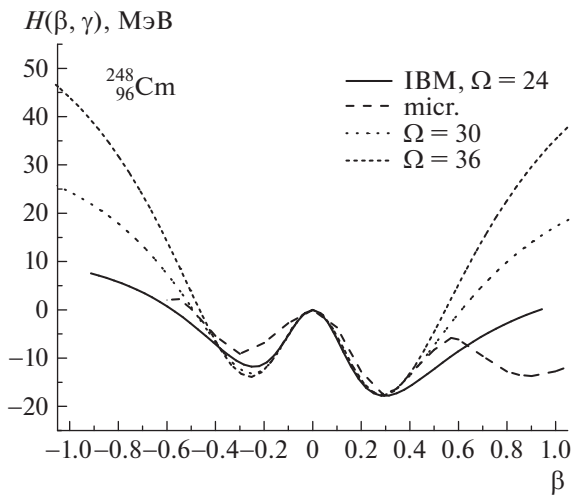


Рис. 8. Потенциальная энергия деформации ^{248}Cm , полученная в [2] и обозначенная как “micr.”, а также вычисленная в соответствии с (3) (“IBM”) с параметрами из табл. 2 с разными числами бозонов $\Omega = 24, 30, 36$. Соответствующие им значения $\Omega' = 39, 45, 52$.

в представленных расчетах, в частности, полос, построенных на 0_2^+ .

Для ^{248}Cm на рис. 8 также приведены кривые, соответствующие разным параметрам гамильтониана с разным числом бозонов (табл. 2). При этом качество описания энергий примерно одинаково (табл. 4) при некотором предпочтении варианта с $\Omega = 30$. Однако поведение $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ от параметра деформации достаточно заметно. С ростом Ω происходит более быстрый рост $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ с изменением β относительно значения β_{min} , соответствующего

минимуму $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ или росту $\partial^2 \langle H_{\text{IBM}} \rangle / \partial \beta^2$ при $\beta = \beta_{\text{min}}$.

В табл. 1, 2, 6 наряду с энергией деформации указаны энергии основного состояния относительно без d -бозонного вакуума, $E(0_1^+)$. Видно, что последняя величина примерно на 0.6–0.7 МэВ меньше минимума $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$. Такая оценка может свидетельствовать, что если для первого возбуждения выполняется условие $0.4 < E(2_1^+) < 0.7$ МэВ, то минимум $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ осуществляется при $\beta = 0$, а бозонный состав волновых функций сопровождается значительной ангармоничностью.

Если сравнивать поведение потенциальной энергии деформации в МВБ1 (3), полученной в [28] вне описания γ -полос, когда оценки последних существенно были завышены по сравнению с экспериментальными значениями и в варианте, когда эти полосы воспроизводятся, то можно констатировать следующее. Во втором случае при увеличении параметра деформации β от значения, при котором осуществляется минимум $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$, а это в рассмотренных случаях реализовалось при $\beta \simeq 0.29 - 0.30$, к большим значениям β , то рост $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ происходит медленнее, чем в первом случае, стремясь сразу асимптотически к нулю. Особенно ярко это проявляется для изотопов No. Последнее коррелирует с возможно заниженными оценками значений 2_2^+ -состояний.

Это позволяет сделать заключение, что в данной массовой области, чтобы воспроизвести полосу с 2_2^+ -состоянием, величина $\langle H_{\text{IBM}} \rangle$ при $\beta > 0.3$ должна оказаться близкой к нулю при $\beta = 0.83$ и более. Если 2_2^+ -состояние не будет воспроизводиться, то это будет соответствовать значениям

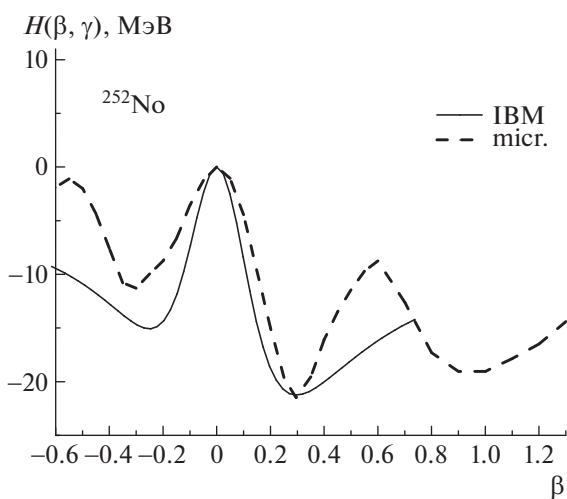


Рис. 9. Потенциальная энергия деформации ^{252}No , полученная в [2] и обозначенная как “micr.”, а также вычисленная в соответствии с (3) (“IBM”) с параметрами из табл. 6, $\Omega' = 31$.

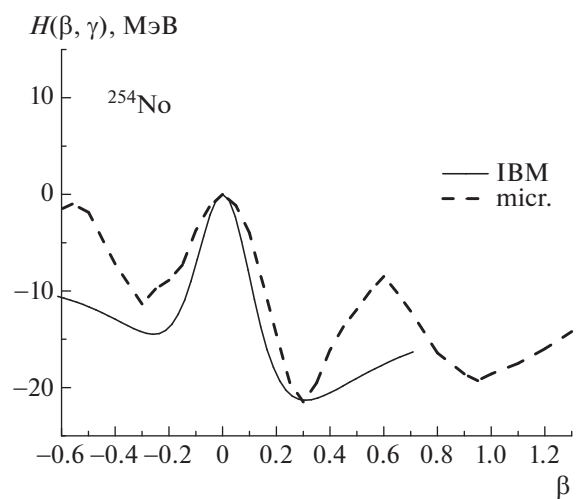


Рис. 10. Потенциальная энергия деформации ^{254}No , полученная в [2] и обозначенная как “micr.”, а также вычисленная в соответствии с (3) (“IBM”) с параметрами из табл. 6, $\Omega' = 30$.

β от 0.65 до 0.72, т.е. яма потенциальной энергии деформации будет более жесткой. Ориентироваться в этом случае на микроскопические расчеты нет возможности, так как МВБ1 не дает второго минимума в потенциальной энергии деформации при $\beta > 0.3$.

Для воспроизведения же хотя бы одной из полос на возбужденном 0^+ -состоянии требуется, чтобы величина $\langle H_{\text{ВМ}} \rangle$ при $\beta \simeq 0.3$ была порядка -8.5 МэВ или по абсолютной величине несколько меньше. Однако это противоречит микроскопическим оценкам.

В микроскопическом расчете реализуется второй минимум в потенциальной энергии деформации при $\beta \simeq 0.95$ и разница между основным минимумом и локальным немногим более 2 МэВ по крайней мере для изотопов No. Такая небольшая разница может проявляться в структуре низколежащих коллективных состояний, в частности, в появлении дополнительных полос, построенных на 0^+ -возбуждениях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе в рамках феноменологии МВБ1 проанализированы ираст-полосы до предельно высоких наблюдаемых спинов в четных изотопах Rn, Cm, Fm, No. Во всех их описание получено весьма удовлетворительное и влияние квазичастичных степеней не обнаружено. Исключение представляет только ^{244}Rn , но и для него хорошее описание энергий получено до спина $I = 22^+$. При этом одновременно удалось воспроизвести несколько состояний γ -полосы. Неоднозначность параметров гамильтониана МВБ1 отчасти минимизировалась за счет того, чтобы минимум в потенциальной энергии деформации, определяемый в МВБ1 с помощью функции внутреннего состояния, примерно соответствовал микроскопическому расчету в приближении Хартри–Фока–Боголюбова с использованием сил Гоньи. При этом глубина ямы в потенциальной энергии деформации в этих ядрах весьма внушительна, порядка 20 МэВ. В работе используется феноменологический подход и, как правило, он связан с описанием известных энергий коллективных состояний. Однако, опираясь на успех в этом описании и на систематику известных энергий, можно получить оценки энергий либо нижней части спектра, либо тех, которые по спинам на 2–4 единицы выше спинов с известными энергиями.

Предсказание энергий уровней ираст-полосы в трансурановой области ядер приобретает особый интерес в связи с изучением β - и γ -распадов высокоспиновых изомеров. В области атомных ядер редкоземельных элементов накоплен достаточно

большой объем информации как о свойствах β -распадов различного типа, так и о характеристиках распада высокоспиновых изомеров [29, 31]. При β -распаде таких изомеров происходит небольшое изменение спина ядра $\Delta I = 0; \pm 1$, и в дочернем ядре также заселяются высокоспиновые состояния, причем после одного-двух последующих γ -переходов происходит заселение уровней ираст-полосы [31, 32]. Если энергии уровней ираст-полосы известны из предыдущих экспериментов или могут быть рассчитаны теоретически с достаточной точностью, то это существенно облегчает получение и интерпретацию экспериментальных данных по распаду высокоспиновых изомеров.

В области ядер трансурановых элементов данные о β -распаде высокоспиновых изомеров весьма малочисленны, а γ -распад подобных изомеров является предметом интенсивных исследований [29, 33, 34]. Между тем ветка на β -распад для основных состояний нечетно-нечетных ядер в трансурановой области может быть весьма значительной [29]. Данный факт позволяет ставить вопрос о поиске и исследовании β -распада высокоспиновых изомеров нечетно-нечетных ядер в области трансурановых элементов с регистрацией γ -распада высокоспиновых состояний в области ираст-полосы в дочерних четно-четных ядрах. Кроме того, высокоспиновые изомеры могут заселяться и исследоваться в области ираст-полосы непосредственно в ядерных реакциях. В связи с постановкой подобных экспериментов информация об энергиях уровней ираст-полосы имеет чрезвычайно важное значение для идентификации β - и γ -распадов высокоспиновых изомеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. D. Herzberg and P. T. Greenlees, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 674 (2008).
2. S. Hilaire and M. Girod, Eur. Phys. J. A **33**, 237 (2007); http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/choix/choixisotopes.html
3. J. Decharge and D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).
4. И. Айзенберг, В. Грайнер, *Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления* (Атомиздат, Москва, 1975).
5. A. S. Davydov and G. F. Filippov, Nucl. Phys. **8**, 237 (1958).
6. G. Gneuss and W. Greiner, Nucl. Phys. A **171**, 449 (1971).
7. K. Kumar, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **4**, 849 (1978).
8. K. Kumar, Prog. Part. Nucl. Phys. **9**, 233 (1983).
9. В. В. Струтинский, ЯФ **3**, 614 (1966).
10. D. R. Inglis, Phys. Rev. **97**, 701 (1955).
11. P. Campbell, I. D. Moore, and M. R. Pearson, Prog. Part. Nucl. Phys. **86**, 127 (2016).

12. D. A. Sazonov, E. A. Kolganova, T. M. Shneidman, R. V. Jolos, N. Pietralla, and W. Witt, *Phys. Rev. C* **99**, 031304(R) (2019).
13. E. V. Mardyban, E. A. Kolganova, T. M. Shneidman, R. V. Jolos, and N. Pietralla, *Phys. Rev. C* **102**, 034308 (2020).
14. J. N. Ginocchio and M. W. Kirson, *Nucl. Phys. A* **350**, 31 (1980).
15. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Phys. Scr.* **22**, 468 (1980).
16. А. Д. Ефимов, ЯФ **83**, 380 (2020) [A. D. Efimov, *Phys. At. Nucl.* **83**, 651 (2020)].
17. К. И. Ерохина, А. Д. Ефимов, И. Х. Лемберг, В. М. Михайлов, ЯФ **41**, 596 (1985).
18. А. П. Будник, А. А. Серегин, ЯФ **19**, 979 (1974).
19. Е. В. Гай, ЯФ **19**, 83 (1974).
20. D. Janssen, R. V. Jolos, and F. Donau, *Nucl. Phys. A* **224**, 93 (1974).
21. Р. В. Джолос, Ф. Дэнау, Д. Янсен, ТМФ **20**, 112 (1974) [R. V. Jolos, F. Donau, and D. Janssen, *Theor. Math. Phys.* **20**, 704 (1974)].
22. Р. В. Джолос, Ф. Дэнау, Д. Янсен, ТМФ **23**, 374 (1975) [R. V. Jolos, F. Donau, and D. Janssen, *Theor. Math. Phys.* **23**, 580 (1975)].
23. K. Nomura, N. Shimizu, and T. Otsuka, *Phys. Rev. C* **81**, 044307 (2010).
24. А. Д. Ефимов, В. М. Михайлов, в сб. *Коллективная ядерная динамика*, ред. Р. В. Джолоса (Наука, Ленинград, 1990), с. 120.
25. А. Д. Ефимов, В. М. Михайлов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 1244 (2019) [A. D. Efimov and V. M. Mikhajlov, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **83**, 1136 (2019)].
26. А. Д. Ефимов, В. М. Михайлов, Изв. РАН. Сер. физ. **82**, 1395 (2018) [A. D. Efimov and V. M. Mikhajlov, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **82**, 1266 (2018)].
27. А. Д. Ефимов, В. М. Михайлов, Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 808 (2009) [A. D. Efimov and V. M. Mikhajlov, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73**, 760 (2009)].
28. А. Д. Ефимов, И. Н. Изосимов, Препринт Р4-2021-04, ОИЯИ (Дубна, 2021).
29. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory; <http://www.nndc.bnl.gov>
30. M. J. Martin, *Nucl. Data Sheets* **122**, 377 (2014).
31. I. N. Izosimov, V. G. Kalinnikov, and A. A. Solnyshkin, *Phys. Part. Nucl.* **42**, 963 (2011); doi: 10.1134/S1063779611060049
32. А. Д. Ефимов, И. Н. Изосимов, ЯФ **84**, 298 (2021).
33. F. P. Heßberger, S. Antalic, B. Sulignano, D. Ackermann, S. Heinz, S. Hofmann, B. Kindler, J. Khuyagbaatar, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, K. Nishio, A. G. Popeko, S. Saro, *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **43**, 55 (2010); doi: 10.1140/epja/i2009-10899-9
34. K. Rezykina, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, I. Deloncle, S. Peru, P. Brionnet, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigina, O. Dorvaux, F. Dechery, H. Faure, B. Gall, A. V. Isaev, I. N. Izosimov, D. E. Katrasev, A. N. Kuznetsov, *et al.*, *Phys. Rev. C* **97**, 054332 (2018).

HIGH-SPIN STATES OF YRAST-BANDS EVEN ISOTOPES Pu, Cm, Fm, No

A. D. Efimov^{1),2)}, I. N. Izosimov³⁾

¹⁾Admiral Makarov State University of Maritime and Inland Shipping, St. Petersburg, Russia

²⁾Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

³⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

In some isotopes of Pu, Cm, Fm, No the yrast-band state energies are experimentally known up to the spin 32^+ , like this holds in ^{248}Cm . What is unique is that all states of these super long bands remain purely collective. Collectivity of the bands is manifested in the fact that the band state energies are reproduced with a high degree of accuracy within the framework of the phenomenology of the IBM1. The uncertainty of the model parameters is reduced under condition that the depth of the deformation energy obtained on the basis of realistic interactions was equal to the deformation energy depth in the internal state, calculated with the found parameters of the IBM1 Hamiltonian.