

ОСОБЕННОСТИ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС В ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ. ОПИСАНИЕ СОСТОЯНИЙ ИРАСТ-ПОЛОСЫ В ^{248}Cm

© 2023 г. А. Д. Ефимов^{1),2)*}, И. Н. Изосимов^{3)**}

Поступила в редакцию 09.01.2023 г.; после доработки 11.02.2023 г.; принята к публикации 13.02.2023 г.

Представлено дальнейшее развитие расширенной микроскопической версии МВБ за счет рассмотрения двухквазичастичных фоонов с мультипольностью до $J^\pi = 14^+$. Разработанная теоретическая схема применена для описания свойств состояний ираст-полосы в ^{248}Cm со спинами вплоть до 34^+ . Данное тяжелое трансактинидное ядро является единственным в этой массовой области ядром, где измерены значения $B(E2)$ вплоть до спина $I^\pi = 28^+$. Поэтому именно оно и рассматривается в первую очередь, так как информация по ядру позволяет протестировать представленную теоретическую схему, опираясь на большой объем экспериментальных данных. Область ядер отличается от более легких отсутствием эффекта обратного загиба момента инерции от квадрата частоты вращения вплоть до предельно наблюдаемого в ряде случаев спина $I^\pi = 34^+$. Рассматриваются причины этого эффекта. Обсуждается ряд особенностей ротационных полос в тяжелых и сверхтяжелых ядрах.

DOI: 10.31857/S0044002723040189, EDN: EGAPWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств тяжелых и сверхтяжелых ядер в настоящее время является предметом первоочередных исследований в ведущих лабораториях [1–18]. Ряд вопросов ядерной физики, физики атомов и химии сверхтяжелых элементов остается открытым [7]. Решающее значение в существовании сверхтяжелых ядер ($Z \geq 104$) имеют оболочечные эффекты [1, 5, 7]. Стабилизирующая роль оболочек в атомных ядрах приводит к существованию так называемого острова стабильности [1, 5, 7] — области сверхтяжелых элементов на карте атомных ядер, причем положение и очертания данного острова чувствительны к деталям схемы одночастичных уровней как для протонов, так и для нейтронов. Ряд подуровней сферических орбиталей из области острова стабильности становится доступными [13] для экспериментального исследования в деформированных тяжелых и

сверхтяжелых ядрах. Поэтому детальное изучение структуры ядер в области тяжелых и сверхтяжелых элементов имеет исключительно важное значение. Большинство тяжелых и сверхтяжелых ядер являются деформированными, что приводит к появлению ротационных полос в их спектрах. Экспериментальное исследование свойств возбужденных уровней ядер, включая изомеры и ротационные полосы, а также теоретический анализ соответствующих экспериментальных данных позволяют получить важную информацию о свойствах атомных ядер [9–18]. Экспериментальная техника, используемая для получения и изучения тяжелых и сверхтяжелых ядер [1, 8–11, 13–17], включает в себя масс-сепараторы и масс-спектрометры в сочетании с высокочувствительными детектирующими системами частиц и гамма-излучения. В принципе, экспериментальные методики можно разделить на два класса. В первом случае производится измерение гамма-спектров и спектров конверсионных электронов от распада ядер в области мишени с использованием техники запаздывающих совпадений с выделенными масс-сепаратором и соответствующей детектирующей системой продуктами ядерных реакций (например, с ядрами отдачи), и (или) продуктами распада (например, с осколками деления ядер отдачи) [13, 16, 17], а во втором — исследуются спектры альфа-,

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

бета-, гамма-излучений, электронов конверсии при распаде из основного или изомерных состояний ядер в фокальной плоскости масс-сепаратора [1–4, 8–11, 14, 15]. Экспериментальную информацию о структуре ротационных полос, вплоть до высоких спинов уровней, получают в основном первым способом [16, 17]. Второй способ, как правило, применим для изучения структуры ядер и изомеров с временем жизни, превышающим несколько микросекунд [1–4, 8–11]. Спектроскопия ядер в фокальной плоскости масс-сепаратора позволяет детально исследовать структуру низколежащих уровней ядер и структуру изомеров.

Исследования ротационных полос вплоть до высоких спинов с помощью спектроскопии в области мишени и построение соответствующих схем распада занимают важное место в изучении структуры возбужденных уровней и изомеров в атомных ядрах [13–18]. Данные о моменте инерции, полученные из анализа ротационных полос, чувствительны к деталям оболочечной структуры и спариванию, что дает возможность проводить тестирование теоретических подходов в области тяжелых и сверхтяжелых ядер [19]. Информация о g -факторе изомера, полученная на основании экспериментальных данных о ротационной полосе, построенной на изомерном состоянии, позволяет установить структуру конфигурации изомера [13]. Исследования структуры ядер в области $Z = 100–112$ и $N = 152–162$ позволяют отслеживать тенденции свойств уровней в цепочках изотопов и изотонов, сопоставлять полученные данные с предсказаниями различных теоретических моделей.

Для ряда изотопов Pu, Cm, Fm, No известны экспериментальные энергии состояний ираст-полос вплоть до спина 32^+ , как в ядре ^{248}Cm , и до 34^+ , как в ядре ^{244}Pu .

Анализ зависимости динамических моментов инерции от квадрата частоты вращения, проведенный для ряда трансурановых ядер в [16], показывает, что вплоть до предельно измеренных спинов не наблюдается обратного загиба (бэкбендинга), кроме единственного ядра ^{244}Pu . Отсутствие бэкбендинга означает, что не происходит пересечения основной полосы коллективных состояний и состояний, содержащих высокоспиновые квазичастичные пары. Уникальность указанных полос соответственно проявляется и в том, что энергии полос в четно-четных ядрах для указанных изотопов с высокой степенью точности воспроизводятся [20] в рамках феноменологии МВБ1. При этом в области более легких ядер для спинов с $I^\pi \geq 10^+$ расчетные энергии все более и более превышают экспериментальные по мере роста спина. Это находит естественное объяснение через взаимодействие коллективных состояний с состояниями, построенными на высокоспиновых двухквазичастичных

модах. Примеры описания данного эффекта с помощью бозонного представления различных мод возбуждений для изотопов Xe, Ba, Ce и ядра ^{156}Dy были даны соответственно в работах [21–24]. Общим для всех данных ядер является то, что реально максимальный спин двухквазичастичной пары не превышает значения $J^\pi = 10^+$. Эта пара построена на одночастичном уровне $h_{11/2}$. В рассматриваемой области ядер в валентной оболочке находятся уже два уровня со спином $11/2$, это в нейтронной системе $i_{11/2}$ и в протонной $h_{11/2}$. Уровень $h_{11/2}$ в протонной системе формально не принадлежит валентной оболочке, но в силу большого числа бозонов общее число квазичастиц на нем оказывается максимально возможным и равным 6. При этом энергия квазичастицы существенно понижается. Но помимо этого к валентной нейтронной оболочке относится и одночастичное состояние уже со спином $15/2 = j_{15/2}$ и пара нуклонов на этом уровне, образующая возбуждения с моментами вплоть до 12^+ и 14^+ . Этот факт требует расширения теоретической модели, описывающей эффект пересечения полос, за счет рассмотрения и двухквазичастичных пар с такими высокими спинами. При этом следует иметь в виду, что успех феноменологии в описании состояний ираст-полос до предельно высоких спинов позволяет считать, что вплоть до этих предельных спинов состояния продолжают оставаться в значительной степени коллективными и не содержат определяющих компонент с высокоспиновыми квазичастичными парами.

Попытка описания ираст-полос для ряда ядер, включая ^{248}Cm , была дана в работе [25]. В нашей работе описание спектроскопической информации дается в терминах элементарных возбуждений, а именно фононов различной мультипольности. Для квадрупольной моды это фононы в приближении Модифицированного Квазичастичного Метода Случайных Фаз (МКМСФ) [24], когда энергия фонона может быть и отрицательной, а мера корреляций в основном состоянии — произвольно малой. Фононы с прочими мультипольностями рассматриваются в приближении Тамма–Данкова. При этом все фононы формируются в сферическом одночастичном базисе, включающем все состояния, волновые функции которых имеют хотя бы заметную компоненту внутри самого ядра. Описание сугубо деформированного ядра с использованием сферических ядерных оболочек достигается рассмотрением многофононных состояний, что возможно только через переход от фононов к идеальным бозонам. Соответствие матричных элементов в бозонном и фононном пространствах позволяет определять параметры бозонной модели. Для параметров гамильтониана оно представлено в работе

[24] (см. также ссылки в ней), для параметров $E2$ -оператора — в [26].

С полученными таким образом параметрами в зависимости от их значений описываются энергии возбуждений как вибрационного, так и ротационного характера. Такой подход является универсальным для описания широкого диапазона ядер — от сферических до сильно деформированных, включая переходные.

Цель настоящей работы заключается в адаптации модели взаимодействующих бозонов для описания высокоспиновых состояний ираст-полос в тяжелых и сверхтяжелых ядрах. Для этого была расширена теоретическая модель, описывающая взаимодействие коллективных состояний, формирующихся исключительно нижайшими квадрупольными D -фононами с фононами или квазичастичными парами иной природы, в частности с парами со спинами $J^\pi = 12^+, 14^+$. Учет связи с квазичастичными парами со столь высокой мультипольностью реализуется впервые. С помощью разработанной модели нами были проанализированы свойства состояний ираст-полосы ядра ^{248}Cm . В рассматриваемой области только для этого ядра в ираст-полосе известны значения $B(E2)$ вплоть до перехода с состояния со спином $I^\pi = 28^+$.

2. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ВЕРСИЯ МВБ1 С УЧЕТОМ ВЫСОКОСПИНОВЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ МОД ВОЗБУЖДЕНИЙ

Используемая нами теория для описания ядерных возбуждений с ярко выраженной квадрупольной коллективностью наиболее подробно была представлена в [24]. В тяжелых и сверхтяжелых ядрах нейтроны и протоны заполняют оболочки 82–126, где присутствует одночастичный уровень с высоким полным спином $j_{15/2}$, два нуклона на котором могут дать возбуждения со спинами $J^\pi = 12^+$ и 14^+ . Поэтому используемая модель требует модификации схемы за счет явного расширения пространства неколлективных фононов со столь высокими спинами и соответственно рассмотрения их взаимодействия со всей совокупностью всех прочих мод возбуждений, включая чисто коллективные, сформированные из большой совокупности одинаковых квадрупольных возбуждений с нижайшей энергией и обозначаемые как D -фонон. Одновременное рассмотрение большого числа фононов, например, больше 8, на фермионном уровне не представляется возможным. Поэтому необходимо от фононного представления переходить к представлению идеальных бозонов, для которых точно выполняются коммутационные соотношения. Делается это в технике МВБ1 [27,

28]. Способ отображения фононных операторов на бозонные основывается на предположении замкнутости фононных операторов и их коммутаторов. Замкнутость реализуется через $SU(6)$ -алгебру, а отображение фононных операторов на идеальные квадрупольные d -бозоны осуществляется таким образом, что их операторы образуют ту же замкнутую алгебру. Предложено это в работе [27], а несколько подробнее изложено в статье [24]. Введение скалярных s -бозонов является здесь чисто формальной процедурой, позволяющей реализовать замкнутость алгебры бозонных операторов. Это приводит к бозонному гамильтониану

$$H_{\text{БМ}} = \varepsilon_d \hat{n}_d + k_1(d^+ \cdot d^+ ss + \text{Н.с.}) + \quad (1) \\ + k_2 \left((d^+ d^+)^{(2)} \cdot ds + \text{Н.с.} \right) + \\ + \frac{1}{2} \sum_L C_L (d^+ d^+)^{(L)} \cdot (dd)^{(L)},$$

где Н.с. означает эрмитово сопряжение, точка между операторами соответствует скалярному произведению, величины ε_d , k_1 , k_2 , C_0 , C_2 , C_4 являются параметрами гамильтониана МВБ1. Все параметры бозонных операторов, включающие операторы электрических квадрупольных переходов, вычисляются на основе процедуры Марумори [29] через равенство соответствующих матричных элементов (МЭ) в фермионном и бозонном пространствах. Для получения корректных значений бозонных параметров необходимо учитывать связь коллективных, построенных из D -фононов, и прочих фононов, обозначаемых как B_J с моментами J^π , не превышающими значения 6^+ . Учет процессов с большими значениями угловых моментов фононов при вычислении параметров гамильтониана (1) является либо несущественным, либо приводящим к более сложному виду бозонного гамильтониана. Учет связи конфигураций, содержащих как коллективное пространство, так и B_J -фононы, осуществляется в технике теории возмущений в варианте Бриллюэна–Вигнера [30]. При этом конфигурационное пространство ограничивается компонентами, включающими не более одного неколлективного фонона.

При описании эффекта пересечения полос необходимо рассматривать B_J -фононы с более высокими мультипольностями $J^\pi = 8^+, 10^+$, а для тяжелых ядер и с $J^\pi = 12^+, 14^+$. При этом, чтобы воспроизвести плавный переход в ираст-полосе от основной полосы к полосе, основанной на высокоспиновой двухквазичастичной паре, необходимо учитывать примеси к коллективным состояниям фононов B_J с мультипольностями $J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+$.

При феноменологическом исследовании коллективных состояний в рамках МВБ1 для ядер,

рассматриваемых скорее как деформированные, параметр гамильтониана ε_d становится отрицательным. Если его рассматривать как однофононную энергию, то становится очевидным, что для его описания Квазичастичный Метод Случайной Фазы (КМСФ) неприменим, так как он не может дать как нулевую, так и отрицательную энергию фонона. Это возможно в рамках метода Тамма–Данкова, однако в этом случае не учитываются корреляции в основном состоянии. Поэтому в рассматриваемом способе определения структуры коллективного нижайшего квадрупольного D -фонона используется КМСФ, но с дополнительным условием, что можно уменьшать меру корреляций в основном состоянии. Это же приводит и к возможности получить отрицательное значение для однобозонной энергии ε_d даже без последующих перенормировок. Таким образом, двухквазичастичная структура D -фонона имеет тот же вид, что и в КМСФ:

$$D_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{1,2;\tau=n,p} [\psi_{12} a_1^+ a_2^+ + \varphi_{12} a_{\bar{2}} a_{\bar{1}}]_\tau (j_1 j_2 m_1 m_2 | 2\mu), \quad (2)$$

где $a^+(a)$ — операторы рождения (уничтожения) квазичастиц; 1, 2 обозначают номера одноквазичастичных состояний в сферическом базисе; состояния $\bar{1}, \bar{2}$ — сопряженные по времени к 1, 2. Амплитуды ψ_{12}, φ_{12} или $z^{(0)} = \psi + \varphi, z^{(1)} = \psi - \varphi$ не зависят от магнитных квантовых чисел и нормированы стандартным образом, $\sum_{1,2;\tau} (\psi_{12}^2 - \varphi_{12}^2)_\tau = \sum_{1,2;\tau} (z_{12}^{(0)} z_{12}^{(1)})_\tau = 1$.

Фононные амплитуды ψ, φ и параметры Боголюбова u, v находятся на основе вариационного принципа из условия минимума энергетического функционала

$$H_{\text{tot}} = E_{\text{vac.q.p.}} + E_0^{(B)} + (I|H_{\text{IBM}}|I), \quad (3)$$

включающего энергию вакуума квазичастиц $E_{\text{vac.q.p.}}$, энергию фононного вакуума $E_0^{(B)}$ и среднего значения H_{IBM} , вычисленного с бозонными волновыми функциями $|I\rangle$ довольно общего вида, полученными в результате диагонализации бозонного гамильтониана (1) в базисе состояний, соответствующих неприводимому представлению группы $SU(5)$.

Таким образом, величина $(I|H_{\text{IBM}}|I)$ явно зависит от (ψ, φ) и (u, v) через параметры $\varepsilon_d, k_1, k_2, C_0, C_2, C_4$ гамильтониана МВБ1 и неявно через бозонные волновые функции $|I\rangle$, полученные опять с теми же параметрами гамильтониана (1) — $\varepsilon_d, \dots, C_4$. Средние значения операторов от отдельных членов гамильтониана по бозонным функциям

обозначаются как

$$\begin{aligned} n_d(I) &= (I|\sum_\mu d_\mu^+ d_\mu|I); \\ P_1(I) &= \frac{1}{2\sqrt{\Omega(\Omega-1)}} \times \\ &\times (I|(d^+ \cdot d^+ ss + s^+ s^+ d \cdot d)|I), \\ \langle C_L(I) \rangle &= (I|\frac{1}{2}(d^+ d^+)^{(L)} \cdot (dd)^{(L)}|I). \end{aligned} \quad (4)$$

Минимизация функционала (3) по искомым амплитудам осуществляется при выполнении ряда дополнительных условий. Это условия нормировок D -фононов, амплитуд бозонных волновых функций $|I\rangle$, амплитуд Боголюбова u и v .

Следующие условия не связаны с нормировками функций. Одно из них — это фиксация максимального числа бозонов Ω , которое используется при построении $|I\rangle$. Условие неизменности Ω при вычислении фононных амплитуд (ψ, φ) для каждого коллективного состояния приводит к уменьшению числа квазичастиц на уровнях валентной оболочки и перераспределению фононных амплитуд по вневалентным состояниям.

Еще одно условие связано с требованием снижения корреляций в основном состоянии, в чем и будет помимо прочего заключаться главная идея модификации стандартного варианта КМСФ. Выполнение этого условия осуществляется введением в минимизируемый функционал слагаемого, регулирующего величину суммы квадратов φ :

$$\begin{aligned} \Phi_\varphi &= 2\chi \left(n_d(I) + \frac{5}{2} \right) \left(\sum_{1,2;\tau} \varphi_{12\tau}^2 + \frac{1}{2} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \chi \left(n_d(I) + \frac{5}{2} \right) \left(\sum_{1,2;\tau} (z_{12}^{(1)2} + z_{12}^{(0)2})_\tau \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Последнее условие оказалось принципиальным для достижения согласования бозонных средних, амплитуд $z^{(n)}$, $u(v)$ и бозонных амплитуд. Иначе согласование невозможно.

В результате структура D -фонона определяется с использованием довольно сложного функционала, включающего средние от бозонных операторов. Если в рамках стандартного КМСФ решается уравнение $HD^+ = \omega D^+$ или $\langle DHD^+ \rangle - \omega \langle DD^+ \rangle \rightarrow \min$, то множитель Лагранжа ω , определяемый как ω^2 , является положительной величиной и трактуется в качестве однобозонной энергии. В используемом модифицированном варианте параметр ω не имеет уже такого смысла, а однобозонная энергия, определяемая в качестве однобозонной энергии ε_d , в ряде случаев, характерных для ядер, близких к деформированным, оказывается отрицательной.

Выражения для параметров бозонного гамильтониана через амплитуды $z^{(\eta)}$, $u(v)$ и с учетом только D -фононов приведены в работе [24], для $C_L^{(0)}$ — в [31].

Процессы, приводящие к перенормировке параметров ранее подробнее всего были изложены в работе [24]. Соответствующее взаимодействие, т.е. взаимодействие состояний, содержащих только D -фононы, с состояниями, содержащими дополнительно один неколлективный B_J -фонон, во втором порядке приводит к поправкам энергий, а в нашем случае — к поправкам параметров бозонного гамильтониана. При этом, как уже говорилось, рассматриваются только неколлективные фононы с $J^\pi \leq 6^+$. Помимо перенормировок бозонных параметров данные процессы важны при рассмотрении связи коллективных состояний с состояниями или их компонентами, содержащими двухквартичные высокоспиновые пары с еще более высокими спинами с $J^\pi \leq 10^+$. Как показали полученные оценки, не пренебрежимо малыми оказываются матричные элементы трех типов:

$$(I) \quad \langle B_{J \leq 6} D^n | H | D^{+n'} \rangle, \quad (6)$$

$$(II) \quad \langle B_{J=8,10} D^n | H | B_{J \leq 6}^+ D^{+n'} \rangle, \quad (7)$$

$$(III) \quad \langle B_{J=12,14} D^n | H | B_{J=8,10}^+ D^{+n'} \rangle. \quad (8)$$

МЭ (I) типа используются для получения поправок к бозонным параметрам, (I) и (II) — для связи коллективных состояний, сформированных только из D -фононных компонент, с состояниями, содержащими фермионные пары с $J^\pi \leq 10^+$. Этого достаточно для описания коллективных состояний и эффекта пересечения полос в ядрах с числом нуклонов, меньшим 82. Для более тяжелых ядер, нуклоны которых находятся в диапазоне от 84 до 124, необходимо рассматривать и совокупность матричных элементов (III) типа. При перенормировке параметров бозонного гамильтониана (I) неколлективные фононы рассматриваются неявно, фононы же B_J с $J^\pi > 6^+$ — явно, и бозонная волновая функция расширяется за счет соответствующих компонент. Так как для описания пересечения полос необходимо использовать всю совокупность матричных элементов (I) типа, то вводятся, соответственно, идеальные бозоны b_J с $J^\pi \geq 2^+$. При этом под неколлективными квадрупольными фононами понимаются все фононы, кроме нижайшего, для которого характерна максимальная коллективность, за исключением резонансных возбуждений. При этом следует иметь в виду, что во втором порядке по взаимодействию взаимодействие (I) типа использовано для перенормировки бозонных параметров.

Во всех описанных случаях расширенная волновая функция в фононном представлении имеет следующий вид:

$$\Psi(I) = |\psi_C(I)\rangle + \sum_{i_1, c_1} \alpha_{i_1, c_1} (B_{i_1}^+ \psi_{c_1})^{(I)}, \quad (9)$$

где $|\psi_C\rangle$ есть волновая функция, содержащая суперпозицию только D -фононов.

Конкретная схема перенормировок параметров гамильтониана приведена в [24], и она остается неизменной. Зато при изучении пересечения полос необходимо рассмотреть дополнительные моды возбуждений и взаимодействие с прочими модами.

2.1. Пересечение полос

Для описания эффекта пересечения полос неколлективные моды возбуждений рассматриваются явным образом и волновую функцию (9) удобнее представить в более развернутом виде, а именно:

$$\begin{aligned} |\Psi(I)\rangle = & \alpha_0 \psi_C(I) + \\ & + \sum_{J_1=2,4,6,c_1} \alpha_{J_1, c_1} B_{J_1}^+ |\psi_{c_1}\rangle + \\ & + \sum_{J_2=8,10,c_2} \alpha_{J_2, c_2} B_{J_2}^+ |\psi_{c_2}\rangle + \\ & + \sum_{J_3=12,14,c_3} \alpha_{J_3, c_3} B_{J_3}^+ |\psi_{c_3}\rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

где с правой стороны вся функция связана в угловой момент I , суммирование по J означает суммирование не только по угловым моментам, но и по всем фононам данной мультипольности. Уравнение на собственные значения E квазичастичного гамильтониана в пространстве представленной функции следующее:

$$H|\Psi(I)\rangle = E|\Psi(I)\rangle. \quad (11)$$

Умножая левую сторону этого уравнения на произвольную компоненту, содержащую неколлективный фонон $B_{J_i}^+ |\psi_{c_i}\rangle$, получаем $\langle \psi_{c_i} B_{J_i} | H | \Psi(I) \rangle = E \langle \psi_{c_i} B_{J_i} | \Psi(I) \rangle$. Если в этом уравнении не рассматривать матричные элементы (МЭ), когда фононы B_1 и B_2 находятся в одной группе в соответствии с выражением для суммы в (10), то в более развернутом виде получаем

$$\begin{aligned} & \alpha_0 \langle \psi_{c_i} B_{J_i} | H | \psi_C(I) \rangle + \\ & + (\omega_i + E_{c_i} - E) \alpha_{J_i, c_i} + \\ & + \sum'_{J, c} \alpha_{J, c} \langle \psi_{c_i} B_{J_i} | H | B_J^+ \psi_c \rangle = 0, \end{aligned}$$

где штрих у суммы означает, что в ней отсутствует слагаемое с МЭ $\langle \psi_{c_i} B_{J_i} | H | B_{J_i}^+ \psi_{c_i} \rangle$. Это приводит к выражению для амплитуд

$$\alpha_{J_i, c_i} = \quad (12)$$

$$= -\frac{1}{(\omega_i + E_{c_i} - E)} \left(\alpha_0 \langle \psi_{c_i} B_{J_i} | H | \psi_C(I) \rangle + \right.$$

$$\left. + \sum'_{J, c} \alpha_{J, c} \langle \psi_{c_i} B_{J_i} | H | B_J^+ \psi_c \rangle \right).$$

Из этого уравнения последовательно получаем все амплитуды по теории возмущений.

На первом этапе для $J_1^\pi = 2^+, 4^+, 6^+$

$$\alpha_{J_1, c_1} = -\frac{\alpha_0}{(\omega_1 + E_{c_1} - E)} \times \quad (13)$$

$$\times \langle \psi_{c_1} B_{J_1} | H | \psi_C(I) \rangle.$$

На втором этапе для $J_2^\pi = 8^+, 10^+$

$$\alpha_{J_2, c_2} = \frac{\alpha_0}{(\omega_2 + E_{c_2} - E)} \times \quad (14)$$

$$\times \sum_{J_1=4,6,c_1} \frac{\langle \psi_{c_1} B_{J_1} | H | \psi_C \rangle}{(\omega_1 + E_{c_1} - E)} \times$$

$$\times \langle \psi_{c_2} B_{J_2} | H | B_{J_1}^+ \psi_{c_1} \rangle.$$

При этом МЭ $\langle \psi_{c_1} B_{J_1=8,10} | H | \psi_C \rangle$ не рассматривался, как уже говорилось ранее, в силу его малости.

Наконец, на третьем этапе реализуется связь уже рассмотренных состояний с фононами с мультипольностью $J_3^\pi = 12^+, 14^+$:

$$\alpha_{J_3, c_3} = -\frac{1}{(\omega_3 + E_{c_3} - E)} \times \quad (15)$$

$$\times \sum_{J_2=8,10,c_2} \alpha_{J_2, c_2} \langle \psi_{c_3} B_{J_3} | H | B_{J_2}^+ \psi_{c_2} \rangle =$$

$$= -\frac{\alpha_0}{(\omega_3 + E_{c_3} - E)} \sum_{J_2=8,10,c_2} \frac{1}{(\omega_2 + E_{c_2} - E)} \times$$

$$\times \sum_{J_1=4,6,c_1} \frac{\langle \psi_{c_1} B_{J_1} | H | \psi_C \rangle}{(\omega_1 + E_{c_1} - E)} \times$$

$$\times \langle \psi_{c_2} B_{J_2} | H | B_{J_1}^+ \psi_{c_1} \rangle \langle \psi_{c_3} B_{J_3} | H | B_{J_2}^+ \psi_{c_2} \rangle.$$

Для фононных МЭ вводим обозначения, которые позволяют получить более компактные выражения для амплитуд:

$$\langle \psi_C(I) | H | B_{J_1}^+(n) \psi_{c_1} \rangle = \quad (16)$$

$$= \sum_{1,2;\tau} \gamma(C, c_1, J_1, \tau, 1, 2) \psi_{12}^{(J_1)}(n), \quad J_1^\pi = 4^+, 6^+,$$

$$\langle \psi_{c_2} B_{J_2}(n) | H | B_{J_1}^+(n') \psi_{c_1} \rangle = \quad (17)$$

$$= \sum_{7,9,4;\tau} \beta(C, c_2, c_1, J_2, J_1, \tau, 7, 9, 4) \times$$

$$\times \psi_{79}^{(J_2)}(n) \psi_{94}^{(J_1)}(n'),$$

где $J_1^\pi, J_2^\pi = 4^+ - 14^+$, суммирование по τ означает суммирование по нейтронам и протонам, $\psi_{12}^{(J)}(n)$ — амплитуды неколлективных фононов, которые рассматриваются в приближении Тамма–Данкова с учетом только изоскалярного канала взаимодействия, индексы “1”, “2” означают совокупность всех квантовых чисел одночастичных состояний, кроме магнитных; J, n — мультипольность фонона и его номер среди всех существующих в рамках рассматриваемого одночастичного базиса. Величины $\gamma(\dots)$ и $\beta(\dots)$ вычисляются с помощью принятого при микроскопическом обосновании МВБ1 отображения фононов на бозоны. При этом бозонный гамильтониан с рассчитываемыми параметрами представлен соотношениями (38)–(44) в работе [24]. Кратко его можно представить в виде

$$H_b = H_{\text{ВМ1}}^{(0)} + \quad (18)$$

$$+ \sum_i (\omega_i + E_0^{(b)}) b_i^+ b_i + V^{(1)} + V^{(2)} + V^{(3)},$$

где $H_{\text{ВМ1}}^{(0)}$ (1) является гамильтонианом МВБ1 с параметрами, определенными только через D -фононы, т.е. без учета неколлективных фононов, $E_0^{(b)}$ — энергетический сдвиг коллективных состояний в присутствии хотя бы одного b_i -бозона. Следует иметь в виду, что при решении задачи на собственные значения и функции используется теория возмущений в варианте Бриллюэна–Вигнера, эффективно отбрасываются те члены во втором порядке по взаимодействию, которые приводят к перенормировке стандартного гамильтониана МВБ1. В этом случае $H_{\text{ВМ1}}^{(0)}$ заменяется на $H_{\text{ВМ1}}$, т.е. учитывается перенормировка параметров. Величины ω_i — энергии b_i -бозонов. Не приводя конкретных выражений для операторов $V^{(1)}, V^{(2)}$ и $V^{(3)}$, что сделано в работе [24], отметим, что взаимодействие $V^{(1)}$ содержит бозонные операторы $(d^+ d)^{(J_i)} s^+ \cdot b_i$, $(d^+ (dd)^{(L)} s^+ s^+)^{(J_i)} \cdot b_i$, $(d^+ d^+)^{(J_i)} s \cdot b_i$, $(d^+ d^+)^{(L)} d)^{(J_i)} \cdot b_i$ и эрмитово сопряженные к ним. Бозонные параметры при каждом из этих четырех членов типа (1) соотношения (6) определяются соответственно МЭ $\langle D | H | B^+ D^+ \rangle$; $\langle D | H | B^+ D^+ D^+ \rangle$; $\langle DD | H | B^+ \rangle$; $\langle DD | H | B^+ D^+ \rangle$, а их графическое представление дано на рис. 1.

Взаимодействие $V^{(2)}$ содержит операторы $((d^+ d^+)^{(L)} d^+)^{(J_i)} \cdot b_i s s$. Бозонные параметры при них определяются МЭ $\langle (DDD)^{(J)} | H | B_J^+ \rangle$, также

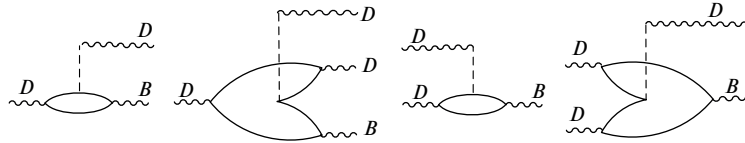


Рис. 1. Графическое изображение матричных элементов взаимодействия D - и B -фононов, соответствующее оператору $V^{(1)}$. Волнистой линией обозначается фонон, тонкой линией — квазичастица, вертикальной — взаимодействие.

членами типа (I) соотношения (6), их графическое представление дано на рис. 2. Отличие данных членов от всего ряда предыдущих в том, что один B -фонон связан с максимальным числом D -фононов. Таким образом, данный МЭ дает прямое взаимодействие коллективного состояния со спином 6^+ с однофононным состоянием с той же мультипольностью. Данный МЭ не рассматривается при перенормировке бозонных параметров, так как члены $d^+d^+d^+ddd$ и $d^+d^+d^+dd$ в бозонном гамильтониане не рассматриваются.

Наконец, $V^{(3)}$ комбинируется из $(b_{i1}^+b_{i2})^{(2)} \cdot d^+s, (b_{i1}^+b_{i2})^{(L)} \cdot (d^+d^+)^{(L)}ss, (b_{i1}^+b_{i2})^{(L)} \cdot (d^+d)^{(L)}$. Бозонные параметры при каждом из этих трех членов типа (II) и (III) соотношений (7) и (8) определяются соответственно МЭ $\langle DB_{i1}|H|B_{i2}^+\rangle$; $\langle DDB_{i1}|H|B_{i2}^+\rangle$; $\langle DB_{i1}|H|B_{i2}^+D^+\rangle$, а их графическое представление дано на рис. 3.

Единственное отличие в рассматриваемом взаимодействии $V^{(3)}$ от его же, но в работе [24] заключается в том, что мультипольность бозонов рассматривается не до 10^+ , а до 14^+ .

Таким образом, параметры при рассмотренных членах взаимодействия находятся на основе вычисления МЭ в фермионном пространстве от квазичастичного гамильтониана по фоновым функциям с минимальным числом D -фононов, а учет многофононности переносится на бозонную

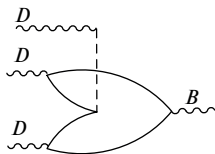


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для оператора $V^{(2)}$. Обозначения как на рис. 1.

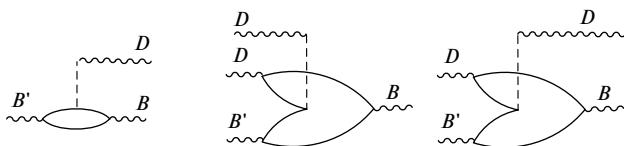


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для оператора $V^{(3)}$. Обозначения как на рис. 1.

задачу через расчет МЭ от различных комбинаций d -бозонов в пространстве произвольных $SU(6)$ -функций МВБ1. Конкретно это требует расчета бозонных матричных элементов от многобозонных операторов

$$d^+, (d^+d)^{(L)}, (d^+d^+d^+)^{(L)}, (d^+d^+)^{(L)}, \quad (19)$$

$$[d^+(dd)^{(L)}]^{(\lambda)}, [(d^+d)^{(L)}d]^{(\lambda)}.$$

Их расчет выполнен с помощью однобозонных генеалогических коэффициентов.

Так как решение задачи на собственные значения и функции осуществляется с помощью теории возмущений, о чем говорилось выше, то необходимо произвести суммирование по неколлективным фононам. Их структура рассматривается в приближении Тамма—Данкова с учетом только изоскалярных мультипольных сил. В этом случае энергии фононов с мультипольностью J находятся из уравнения

$$F^{(J)}(\omega) = \sum_{1,2;\tau} \frac{q_{12}^{(J)2}}{E_{12} - \omega} - \frac{2}{\tilde{\kappa}} = 0; \quad (20)$$

$$q_{12}^{(J)} = \frac{1}{\sqrt{2J+1}}(-1)^{l_2} \times$$

$$\times \langle 1||q^{(J)}||2\rangle(u_1v_2 + v_1u_2),$$

где E_{12} — двухквазичастичная энергия, $\tilde{\kappa}$ — константа изоскалярных факторизованных сил, u_1, v_2 — боголюбовские параметры.

Каждому корню уравнения будет соответствовать соответствующая амплитуда фонона

$$\psi_{12}^{(J)}(n) = -\frac{1}{\sqrt{F^{(J)}(\omega_n)}} \frac{q_{12}^{(J)}}{E_{12} - \omega_n}. \quad (21)$$

Далее производится суммирование по всем фононам с фиксированной мультипольностью. Делается это с помощью леммы Жордана и теоремы о вычетах. В результате получаются выражения для суммирования произведения амплитуд неколлективных фононов. Соответствующие формулы приведены в Приложении.

Это позволяет для амплитуд $\alpha_{J,c}$ (13)–(15) с учетом обозначений для МЭ (16) и (17) получить

следующие выражения:

пользуются

$$\left. \frac{\alpha_{J_1, c_1}}{\alpha_0} \right|_{J_1=2,4,6} = -\frac{1}{\omega_{J_1}(n) + E_{c_1} - E} \times \quad (22)$$

$$\times \sum_{1,2;\tau} \gamma(C, c_1, J_1, \tau, 1, 2) \psi_{12}^{(J_1)}(n),$$

$$\left. \frac{\alpha_{J_2, c_2}}{\alpha_0} \right|_{J_2=8,10} = \frac{1}{\omega_{J_2}(n) + E_{c_2} - E} \times \quad (23)$$

$$\times \sum_{1,2;\tau} \omega_2(C, c_2, J_2, \tau, 1, 2) \psi_{12}^{(J_2)}(n),$$

$$\left. \frac{\alpha_{J_3, c_3}}{\alpha_0} \right|_{J_3=12,14} = -\frac{1}{\omega_{J_3}(n) + E_{c_3} - E} \times \quad (24)$$

$$\times \sum_{1,2;\tau} \omega_3(C, c_3, J_3, \tau, 1, 2) \psi_{12}^{(J_3)}(n).$$

$$\omega_2(C, c_2, J_2, \tau, 1, 2) = \quad (25)$$

$$= \sum_{J_1=4,6;c_1;n} \frac{\sum_{1',2';\tau'} \gamma(C, c_1, J_1, \tau', 1', 2') \psi_{1'2'}^{(J_1)}(n)}{\omega_{J_1}(n) + E_{c_1} - E} \times$$

$$\times \sum_4 \beta(C, c_2, c_1, J_2, J_1, \tau, 1, 2, 4) \psi_{24}^{(J_1)}(n) =$$

$$= \sum_{J_1=4,6;c_1} \left(\sum_4 \frac{\gamma(C, c_1, J_1, \tau, 2, 4)}{E_{24}^{(J_1)} + E_{c_1} - E} \times \right.$$

$$\times \beta(C, c_2, c_1, J_2, J_1, \tau, 1, 2, 4) -$$

$$- \frac{1}{F^{(J_1)}(E - E_{c_1})} \sum_{1',2';\tau'} \frac{\gamma(C, c_1, J_1, \tau', 1', 2') q_{1'2'}^{(J_1)}}{E_{1'2'}^{(J_1)} + E_{c_1} - E} \times$$

$$\times \sum_4 \frac{\beta(C, c_2, c_1, J_2, J_1, \tau, 1, 2, 4) q_{24}^{(J_1)}}{E_{24}^{(J_1)} + E_{c_1} - E} \Bigg),$$

Здесь помимо введенных ранее величин $\gamma(\dots)$ ис-

$$\omega_3(C, c_3, J_3, \tau, 1, 2) = \quad (26)$$

$$= \sum_{J_2=8,10;c_2;n} \frac{\sum_{1',2';\tau'} \omega_2(C, c_2, J_2, \tau', 1', 2') \psi_{1'2'}^{(J_2)}(n)}{\omega_{J_2}(n) + E_{c_2} - E} \sum_4 \beta(C, c_3, c_2, J_3, J_2, \tau, 1, 2, 4) \psi_{24}^{(J_2)}(n) =$$

$$= \sum_{J_2=8,10;c_2} \left(\sum_4 \frac{\omega_2(C, c_2, J_2, \tau, 2, 4)}{E_{24}^{(J_2)} + E_{c_2} - E} \beta(C, c_3, c_2, J_3, J_2, \tau, 1, 2, 4) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{F^{(J_2)}(E - E_{c_2})} \sum_{1',2';\tau'} \frac{\omega_2(C, c_2, J_2, \tau', 1', 2') q_{1'2'}^{(J_2)}}{E_{1'2'}^{(J_2)} + E_{c_2} - E} \sum_4 \frac{\beta(C, c_3, c_2, J_3, J_2, \tau, 1, 2, 4) q_{24}^{(J_2)}}{E_{24}^{(J_2)} + E_{c_2} - E} \right).$$

Осуществляя еще один раз суммирование по неколлективным фононам, уравнение на собственные значения $\langle \Psi | H - E | \Psi \rangle = 0$ приобретает вид

$$E_C - E - F_1 - F_2 - F_3 = 0, \quad (27)$$

где функции F_i имеют следующие выражения:

$$F_1 = \sum_{J_1=2,4,6;c_1} \left\{ \sum_{1,2;\tau} \frac{|\gamma(C, c_1, J_1, \tau, 1, 2)|^2}{E_{12}^{(J_1)} + E_{c_1} - E} - \right. \quad (28)$$

$$- \left(\sum_{1,2;\tau} \frac{\gamma(C, c_1, J_1, \tau, 1, 2) q_{12}^{(J_1)}}{E_{12}^{(J_1)} + E_{c_1} - E} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{1}{F^{(J_1)}(E - E_{c_1})} +$$

$$+ \left(\sum_{1,2;\tau} \frac{\gamma(C, c_1, J_1, \tau, 1, 2) q_{12}^{(J_1)}}{E_{12}^{(J_1)} - \omega_0} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{\delta_{J_1,2}}{(E - E_{c_1} - \omega_0) F^{(J_1)}(\omega_0)} \Bigg\},$$

$$F_2 = \sum_{J_2=8,10;c_2} \left\{ \sum_{1,2;\tau} \frac{|\omega_2(C, c_2, J_2, \tau, 1, 2)|^2}{E_{12}^{(J_2)} + E_{c_2} - E} - \right. \quad (29)$$

$$- \left(\sum_{1,2;\tau} \frac{\omega_2(C, c_2, J_2, \tau, 1, 2) q_{12}^{(J_2)}}{E_{12}^{(J_2)} + E_{c_2} - E} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{1}{F^{(J_2)}(E - E_{c_2})} \Bigg\},$$

$$F_3 = \sum_{J_3=12,14;c_3} \left\{ \sum_{1,2;\tau} \frac{|\omega_3(C, c_3, J_3, \tau, 1, 2)|^2}{E_{12}^{(J_3)} + E_{c_3} - E} - \left(\sum_{1,2;\tau} \frac{\omega_3(C, c_3, J_3, \tau, 1, 2) q_{12}^{(J_3)}}{E_{12}^{(J_3)} + E_{c_3} - E} \right)^2 \times \frac{1}{F^{(J_3)}(E - E_{c_3})} \right\}. \quad (30)$$

При вычислении МЭ квадрупольного электрического оператора нас будут интересовать в основном переходы вдоль ираст-полосы. Для

этого достаточно рассматривать переходы между компонентами волновой функции с одинаковыми неколлективными фононами или бозонами, учитывая действие оператора $E2$ -перехода между D -фононными или d -бозонными состояниями. Если ввести более универсальные обозначения для $\gamma(\dots)$, $\omega_2(\dots)$, $\omega_3(\dots)$, заменив их на $\omega(\dots)$, но без индекса, а именно, по правилу, $\omega(\dots) = \gamma(\dots)$ для $J^\pi = J_1^\pi = 2^+, 4^+, 6^+$; $\omega(\dots) = \omega_2(\dots)$ для $J^\pi = J_2^\pi = 8^+, 10^+$; $\omega(\dots) = \omega_3(\dots)$ для $J^\pi = J_3^\pi = 12^+, 14^+$, то приведенный МЭ $E2$ -переходов будет иметь вид

$$\begin{aligned} \langle \Psi_f | \hat{T}(E2) | \Psi_i \rangle &= \alpha_{0f} \alpha_{0i} \left\{ \langle \psi_C^{(f)} | \hat{T}(E2) | \psi_C^{(i)} \rangle + \right. \\ &+ \sum_{J=2}^{14} \sum_{c_1(f), c_2(i)} \Re \langle c_1 | \hat{T}(E2) | c_2 \rangle \sum_{1,2;\tau} \sum_{1',2';\tau'} \omega(C_f, c_1, J, \tau, 1, 2) \omega(C_i, c_2, J, \tau', 1', 2') \times \\ &\times \sum_n \frac{\psi_{12}^{(J)}(n) \psi_{1'2'}^{(J)}(n)}{(\omega_J(n) + E_{c_1} - E_f)(\omega_J(n) + E_{c_2} - E_i)} \Big\} = \\ &= \alpha_{0f} \alpha_{0i} \left\{ \langle \psi_C^{(f)} | \hat{T}(E2) | \psi_C^{(i)} \rangle + \sum_{J=2}^{14} \sum_{c_1(f), c_2(i)} \Re \langle c_1 | \hat{T}(E2) | c_2 \rangle \times \right. \\ &\times \left[\sum_{1,2;\tau} \frac{\omega(C_f, c_1, J, \tau, 1, 2)}{E_{12}^{(J)} - \varepsilon_1} \frac{\omega(C_i, c_2, J, \tau, 1, 2)}{E_{12}^{(J)} - \varepsilon_2} - \right. \\ &- \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} \left(\frac{1}{F^{(J)}(\varepsilon_1)} \sum_{1,2;\tau} \frac{\omega(C_f, c_1, J, \tau, 1, 2) q_{12}^{(J)}}{E_{12}^{(J)} - \varepsilon_1} \sum_{1',2';\tau'} \frac{\omega(C_i, c_2, J, \tau', 1', 2') q_{1'2'}^{(J)}}{E_{1'2'}^{(J)} - \varepsilon_1} - \right. \\ &- \frac{1}{F^{(J)}(\varepsilon_2)} \sum_{1,2;\tau} \frac{\omega(C_f, c_1, J, \tau, 1, 2) q_{12}^{(J)}}{E_{12}^{(J)} - \varepsilon_2} \sum_{1',2';\tau'} \frac{\omega(C_i, c_2, J, \tau', 1', 2') q_{1'2'}^{(J)}}{E_{1'2'}^{(J)} - \varepsilon_2} \Big) - \\ &\left. \left. - \frac{\delta_{J,2}}{F^{(J)}(\omega_0)(\varepsilon_1 - \omega_0)(\varepsilon_2 - \omega_0)} \sum_{1,2;\tau} \frac{\omega(C_f, c_1, J, \tau, 1, 2) q_{12}^{(J)}}{(E_{12}^{(J)} - \omega_0)} \sum_{1',2';\tau'} \frac{\omega(C_i, c_2, J, \tau', 1', 2') q_{1'2'}^{(J)}}{(E_{1'2'}^{(J)} - \omega_0)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= E_f - E_{c_1}; \quad \varepsilon_2 = E_i - E_{c_2}; \\ \Re &= (-1)^{I_f + J + I_{c_2}} \begin{Bmatrix} I_f & 2 & I_i \\ I_{c_2} & J & I_{c_1} \end{Bmatrix} \times \\ &\times \sqrt{(2I_i + 1)(2I_f + 1)}. \end{aligned}$$

Переходы с неколлективных компонент в коллективные учитываются при перенормировках эффективных зарядов [26], что позволяет рассматривать

МЭ только между коллективными компонентами, выраженными через d -бозоны, не затрагивая b_J -бозоны. При этом бозонный оператор $\hat{T}(E2)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{T}(E2) &= e^* (d^+ s + s^+ d + \chi_{E2} d^+ d)^{(2)} + \\ &+ e_0^* (s^+ (d^+ d)^{(0)} d + d^+ (d^+ d)^{(0)} s)^{(2)}. \end{aligned} \quad (32)$$

Микроскопический расчет его параметров с учетом перенормировок представлен в работе [26].

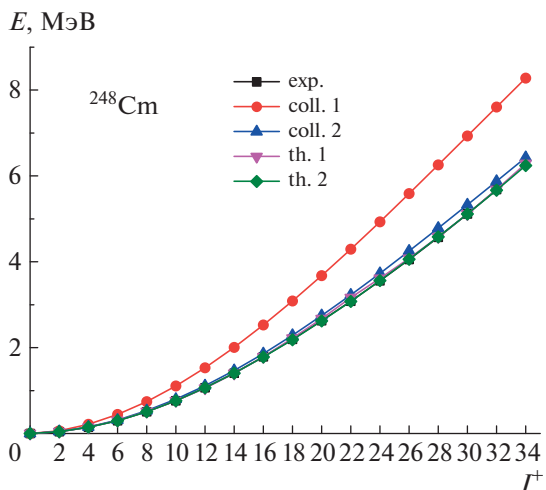


Рис. 4. Энергии состояний ираст-полосы: “coll.1” и “coll.2” — два варианта расчета без учета каналов взаимодействия $V^{(2)}$, $V^{(3)}$; “th.1”, “th.2” — теоретические (в двух вариантах расчета) и экспериментальные [34] значения (в масштабе рисунка они практически сливаются).

2.2. Результаты расчетов

С единым набором параметров среднего поля и факторизованных сил рассчитывались как амплитуды D -фоонов (2), параметры гамильтониана МВБ1 (1) с учетом перенормировок, так и параметры расширенного бозонного гамильтониана (18).

В настоящей работе МЭ квазичастичного остаточного взаимодействия в частично-дырочном и частично-частичном каналах факторизуются единым образом в соответствии с [32]. Приведенные МЭ мультипольных операторов определяются через производную по радиусу от центральной части среднего поля, т.е. $q = \partial V(r)/\partial r Y_J$, и константы $G^{(2)} = G_{\tau\tau}^{(2)}$, $G_{\nu\pi}^{(2)} = 0$ и $\kappa_{\tau\tau'}^{(2)}$ квадрупольных факторизованных взаимодействий в частично-частичном (квадрупольное спаривание) и в частично-дырочном каналах. Для сил притяжения приняты знаки констант $G^{(2)}$ и $\kappa_{\tau\tau'}^{(2)} > 0$. Их значения в реальных расчетах варьируются относительно оценок, полученных в [32], и в этих единицах равны $G^{(2)} = 0.625$. Оценка для изовекторной константы через изоскалярную κ_0 , полученную там же, равна $\kappa_1 = -0.6\kappa_0$. Это приводит к $\kappa_{nn} = \kappa_{pp} = 0.4\kappa_0$; $\kappa_{pn} = 1.6\kappa_0$ и $\kappa_0 = 1.09$. Среднее поле принимается в виде сферически-симметричного потенциала Вудса–Саксона. Его параметры взяты из работы [33] и дополнительно не варьировались. Использовался широкий спектр одночастичных состояний, вплоть до резонансных состояний, — всего 40 (njl) протонных и столько же нейтронных уровней. Константы монопольного

спаривания определялись по значениям парных энергий. Мера корреляций в основном состоянии $r = \sum \varphi^2 / \sum \psi^2$ была принята весьма малой, равной 0.00225. С данными силовыми константами были произведены расчеты, в результате которых без учета каналов взаимодействия $V^{(2,3)}$ получены значения параметров H_{IBM} (1). Следует отметить, что для рассматриваемого весьма тяжелого ядра ^{248}Cm задача оказывается сильно нелинейной, что привело к возможности получения различных параметров гамильтониана. Из возможных вариантов представлены два, а соответствующие параметры (1) приведены в табл. 1, из которой видно, что их различия не слишком велики, а различия в бозонных энергиях, отмеченных на рис. 4 как “coll.”, весьма заметны. Существенная нелинейность задачи коррелирует и со значением среднего числа квадрупольных бозонов уже в основном состоянии, и, как видно из табл. 1, в первом варианте оно равно 16.7, а во втором — 15. Причем полное число бозонов равно $\Omega = 28$. Соответственно, это же приводит к существенному опусканию основного состояния $SU(6)$ -функции бозонной задачи относительно d -бозонного вакуума в первом варианте на 25.5 МэВ, во втором — на 25.4. Для двух представленных вариантов расчета были взяты различные силовые константы спаривания $G_n^{(0)}$ и $G_p^{(0)}$. В первом варианте это 0.0505 и 0.0729 МэВ, во втором — 0.052 и 0.073.

Как следует из анализа энергий состояний в переходных ядрах и как было учтено в работе [35], коллективные состояния, построенные на высокоспиновых фоонах или бозонах, после пересечения полос могут отличаться в сторону меньшей коллективности. Это проявляется в больших энергиях d -бозонных состояний по сравнению с бозонными состояниями, которые строятся на фоонном вакууме или в меньших значениях моментов инерции. При этом чем больше коллективность, тем меньше их различия. В силу этого при расчете свойств рассматриваемого ядра такое различие относительно энергий возбуждения не учитывалось. Однако следует иметь в виду, что явное присутствие высокоспинового двухквазичастичного возбуждения, сформированного из уровней среднего поля в валентной оболочке, приводит к сокращению конфигурационного пространства, формирующего амплитуды D -фоонов. Если это может слабо сказаться на энергиях возбуждения коллективных состояний, то на энергию, формирующую основание полос, это может сказаться сильнее. Так как в работе структура коллективных состояний в присутствии высокоспиновой пары отдельно не рассматривалась, то соответствующий сдвиг следует учитывать как феноменологический параметр в данной теории. Следует добавить, что учет $V^{(2,3)}$

Таблица 1. Параметры $H_{\text{БМ1}}$ в МэВ, полученные без учета каналов взаимодействия $V^{(2,3)}$; величина n_d есть среднее число бозонов в основном состоянии, т.е. $(n_d)_{I^\pi=0^+}$, максимальное число бозонов $\Omega = 28$, $E(0_1^+)$ — энергии основных состояний, полученные с соответствующими параметрами относительно d -бозонного вакуума

Вариант	ε_d	k_1	k_2	C_0	C_2	C_4	n_d	$E(0_1^+)$	$E_0^{(b)}$
I	−0.7651	−0.0388	0.0226	0.0484	0.133	0.0255	16.7	−25.49	−0.83
II	−0.90503	−0.0354	0.02009	0.1198	0.0843	0.0297	15.0	−25.36	1.95

Таблица 2. Параметры оператора (32) $E2$ -переходов, e^* , e_0^* (в е фм²) и χ_{E2} (безразмерен)

Вариант	e^*	χ_{E2}	e_0^*
I	9.9939	−0.991	0.0728
II	9.3154	−1.0917	0.1473

канала взаимодействия приводит к сдвигу основного состояния, в данном случае — к заметному. Если в первом варианте расчета это −1.77, то во втором −0.68 МэВ. Так как за счет четырехквазичастичных мод, которые не рассматриваются, возможен также энергетический сдвиг полос, построенных не на основном состоянии, то вводимый феноменологически сдвиг может быть как отрицательным, так и положительным. В гамильтониане (18) он обозначен как $E_0^{(b)}$ и для первого варианта принят равным −0.83 МэВ, для второго он, наоборот, положителен, а именно 1.95.

Для полосы основного состояния в литературе часто используют обозначение g -полосы, которая с некоторого спина перестает быть иррастной, а иррастной становится полоса, построенная на высокоспиновом квазичастичном возбуждении, соответственно, она называется s -полосой. Для рассматриваемого ядра, в отличие от предыдущих расчетов более легких ядер, не вводится ослабление связи коллективных и квазичастичных состояний.

На рис. 4 также приведены результаты расчета с учетом $V^{(1,2,3)}$ (взаимодействие $V^{(1)}$ также включено, несмотря на то, что оно уже учтено при рассмотрении перенормировок бозонных параметров, но во втором порядке по взаимодействию его надо учитывать именно совместно с $V^{(2,3)}$ аналогично с эффектом интерференции), обозначаемые “th.”. На этом же рисунке приведены экспериментальные значения — “exp.”, которые по существу совпадают с теоретическими значениями в представленном масштабе. Реальное различие не превышает 85 кэВ для первого варианта расчета и 10 кэВ для второго при $I^\pi < 32^+$. Несмотря на малое различие расчетных значений энергий от экспериментальных во втором варианте, тем не менее не воспроизводится небольшое изменение в наклоне момента инерции

от квадрата частоты вращения, что демонстрирует, насколько тонким является рассмотренный эффект в данной массовой области.

Чтобы увидеть различие двух вариантов расчета, на рис. 5 представлены зависимости моментов инерции от квадрата частоты переходов. Экспериментальная кривая обратного загиба не дает, наблюдается лишь слабый излом. В первом варианте, несмотря на то, что в соответствии с рис. 4 имеется удовлетворительное согласие расчета и эксперимента, проявляется обратный загиб, который свидетельствует о том, что первый вариант все же дает пересечение полос. Это же подтверждает и бозонный состав волновых функций, представленный на рис. 6. Хотя, как увидим ниже, теоретические значения $B(E2)$ при этом во всей ирраст-полосе не имеют заметных спадов. В этом случае рассмотрение моментов инерции проявляет себя как исключительно чувствительный инструмент для выявления природы состояний ирраст-полосы. Следует отметить, что рассмотрение коллективных состояний в околофермиевской области в рамках феноменологии МВБ1 [20] приводит к удовлетворительному описанию ирраст-полос

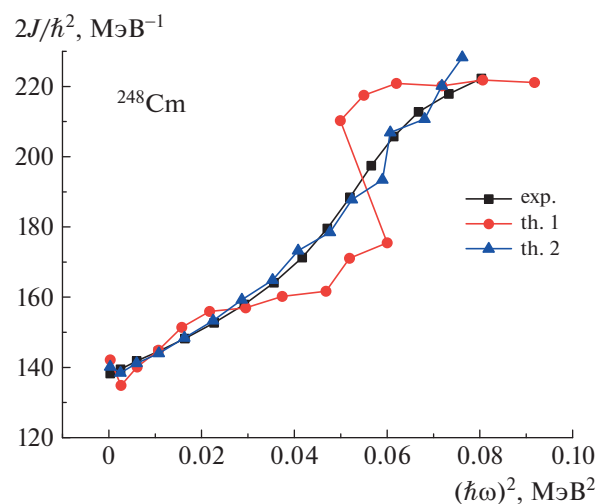


Рис. 5. Зависимость эффективного момента инерции от $(\hbar\omega)^2$ для ирраст-полосы в ядре ^{248}Cm по экспериментальным значениям энергий и для двух вариантов расчета.

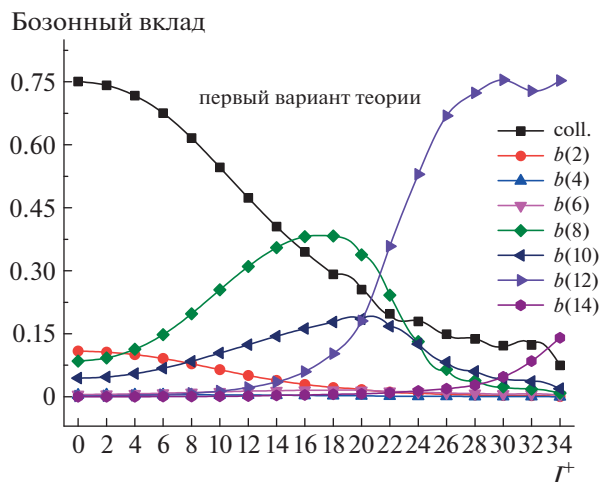


Рис. 6. Бозонный состав волновых функций ираст-полос в первом варианте расчета, “coll.” — вклад в функцию компонент, содержащих только d -бозоны; $b(J)$ — вклад от всех компонент, содержащих различные бозоны с фиксированным моментом J , т.е. $\sum_{i_1, c_1} |\alpha_{J, i_1, c_1}|^2$, где амплитуды α определяются в (9).

вплоть до предельно известных спинов. Это может свидетельствовать о том, что неколлективные высокоспиновые фононы или квазичастичные пары оказывают минимальное влияние на наблюдаемые состояния. Этому соответствует второй вариант расчета. Уже расчет энергий только с гамильтонианом МВБ1 (1) дает значения энергий, близкие к экспериментальным, а последующий учет высокоспиновых мод оказывает не такое большое влияние на результат. Происходит это из-за заметного сдвига энергий, учитываемого за счет введенного параметра $E_0^{(b)}$, приведенного в табл. 1. Именно второй вариант дает удовлетворительное описание

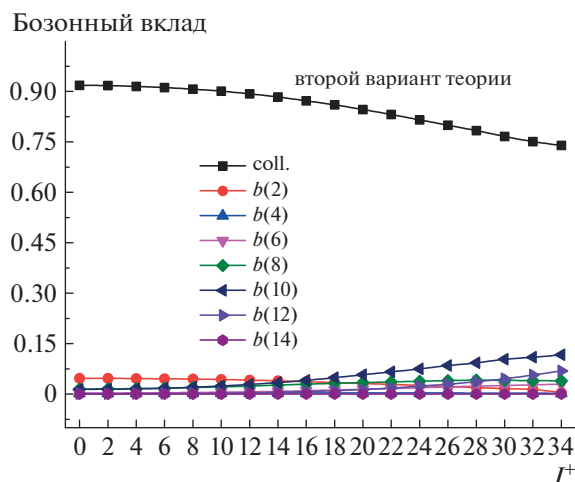


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для второго варианта расчета.

моментов инерции, приведенных на рис. 5. Таким образом, можно предположить, что отсутствие пересечения полос в рассматриваемой массовой области связано с увеличением энергий состояний, построенных на неколлективных возбуждениях за счет сужения конфигурационного пространства, на котором строятся D -фононные возбуждения.

Величина данного сдвига, $E_0^{(b)}$, принята равной 1.95 МэВ и может считаться небольшой по сравнению с $E(0_1^+) = -25.36$ МэВ, также приведенной в табл. 1. Следует также учитывать малость энергий ираст-полосы. Относительная малость энергий ираст-полосы при спинах $I^\pi < 34^+$ приводит к тому, что пересечение основной и s -полос может произойти при больших спинах по сравнению с теми, что известны из эксперимента.

По результатам первого варианта расчета пересечение полос, как это видно из рис. 6, осуществляется при спинах $I^\pi = 22^+, 24^+$ за счет замещения, в том числе и чисто коллективной компоненты на компоненту, включающую квазичастичную пару с моментом именно 12^+ , а не 14^+ . Связано это оказалось с заметным превышением МЭ $\langle \psi_{c_2} B_{J_2=12} | H | B_{J_1=8,10}^+ \psi_{c_1} \rangle$ над МЭ $\langle \psi_{c_2} B_{J_2=14} | H | B_{J_1=10}^+ \psi_{c_1} \rangle$.

Для второго варианта расчета бозонный состав волновых функций представлен на рис. 7. Из него видно, что для всех состояний вплоть до спина 32^+ их природа остается практически чисто коллективной. Компоненты с высокоспиновыми парами начинают быть заметными лишь с состояния с $I^\pi = 20^+$, доходя далее до 13%.

В работе [36] было отмечено, что только анализ энергетических спектров не может говорить о природе бэкбендинга и механизме его формирования.

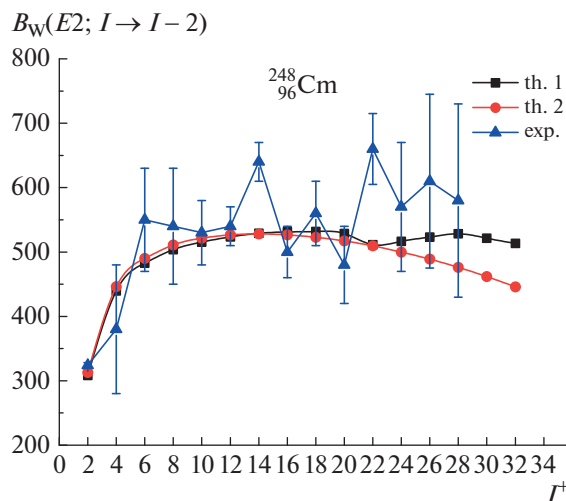


Рис. 8. Теоретические и экспериментальные [34] значения вероятностей $E2$ -переходов внутри ираст-полосы.

Необходимо привлекать дополнительные данные. К ним, в частности, относятся вероятности переходов между состояниями. Величины $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ представлены на рис. 8, где расчетные значения получены без введения эффективных зарядов [26]. Параметры оператора $E2$ -переходов (32) приведены в табл. 2.

То, что при этом удается воспроизвести абсолютные значения $B(E2)$, связано не только с использованием большого одночастичного базиса, но и с учетом эффекта поляризации фононного вакуума (см. [26]). Этот эффект вызван примесью к фононному вакууму двухфононных состояний DB , он существенен при рассмотрении фононов в приближении Тамма–Данкова, но его нет в приближении КМСФ, а в нашем случае он возникает из-за используемой модификации КМСФ.

Как видно из рис. 8, оба варианта расчета в пределах экспериментальной неопределенности дают примерно одинаковое качество описания измерений. В методическом плане любопытен первый вариант тем, что, хотя он дает пересечение полос, но при этом заметного уменьшения значений $B(E2)$ не происходит.

По нашему мнению, в рассматриваемом тяжелом ядре и во всей соответствующей области реализуется именно то, что дается в описании через второй вариант расчета.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ротационных полосах тяжелых и сверхтяжелых ядер может проявляться ряд особенностей [13–17, 37–39]. Одна из них — отсутствие обратного загиба (бэкбендинга) в зависимости момента инерции от квадрата частоты вращения — проанализирована в настоящей работе с использованием расширенной модели взаимодействующих бозонов.

В рамках микроскопической версии МВБ1 с использованием элементарных мод и эффективного факторизованного взаимодействия на основе сферического одночастичного базиса были проанализированы свойства состояний ираст-полосы в ядре $^{248}\text{См}$. Выявлена возможная причина отсутствия пересечения полос в данной массовой области. Включение в модель бозонов с высокими спинами ($J^\pi > 10^+$) позволило существенно расширить область применения модели как для описания эффектов пересечения полос, так и для его отсутствия в данной массовой области при довольно высоких спинах (до $I^\pi \leq 34^+$). Именно факт отсутствия пересечения полос делает тяжелые и сверхтяжелые ядра, возможно, самым подходящим полигоном, на котором можно использовать традиционные ядерные модели.

Для проведения экспериментов в области сверхтяжелых ядер крайне важно иметь представление о свойствах хотя бы нескольких низлежащих уровней в исследуемых ядрах [40]. Интерпретация полученных экспериментальных данных требует применения и развития адекватных теоретических моделей. Развита в настоящей работе модель позволила успешно описать экспериментальные данные по моментам инерции для ядра $^{248}\text{См}$ и по величинам $B(E2)$ вплоть до высоких значений спина уровней ираст-полосы. Модель является перспективным инструментом как для описания, так и для предсказания свойств ираст-полос в широкой области атомных ядер, включая тяжелые и сверхтяжелые ядра.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выражения для функции $F^{(J)}(\varepsilon)$ (20) и амплитуд фононов $\psi_{\tau 12}^{(J)}(n)$ (21) позволяют с помощью леммы Жордана и теоремы о вычетах получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \sum_n \frac{\psi_{\tau 12}^{(J)}(n) \psi_{\tau' 34}^{(J)}(n)}{\varepsilon - \omega_n} &= \\ &= \frac{q_{\tau 12}^{(J)} q_{\tau' 34}^{(J)}}{(E_{12} - \varepsilon)(E_{34} - \varepsilon) F^{(J)}(\varepsilon)} - \\ &- \frac{1}{2} \delta_{\tau\tau'} \frac{\delta_{13} \delta_{24} + (-1)^{j_1 - j_2 + J} \delta_{14} \delta_{23}}{E_{12} - \varepsilon}. \end{aligned}$$

Если нижайший фонон именно квадрупольного типа ($n = 0$) в рассматриваемой сумме не учитывать, то имеем

$$\begin{aligned} \sum_{n>0} \frac{\psi_{\tau 12}^{(J)}(n) \psi_{\tau' 34}^{(J)}(n)}{\varepsilon - \omega_n} &= \\ &= \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \varepsilon)} \frac{q_{\tau' 34}^{(J)}}{(E_{34} - \varepsilon)} \frac{1}{F^{(J)}(\varepsilon)} - \\ &- \frac{1}{2} \delta_{\tau\tau'} \frac{\delta_{13} \delta_{24} + (-1)^{j_1 - j_2 + J} \delta_{14} \delta_{23}}{E_{12} - \varepsilon} - \\ &- \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \omega_0)} \frac{q_{\tau' 34}^{(J)}}{(E_{34} - \omega_0)} \frac{1}{F^{(J)}(\omega_0)} \frac{1}{(\varepsilon - \omega_0)} \delta_{J,2}. \end{aligned}$$

Это позволяет получить необходимые выражения для суммирования по фононам Тамма–Данкова:

$$\begin{aligned} \sum_{n>0} \frac{\psi_{\tau 12}^{(J)}(n) \psi_{\tau' 1' 2'}^{(J)}(n)}{(\omega_n - \varepsilon_1)(\omega_n - \varepsilon_2)} \Big|_{\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2} &= \\ &= \delta_{\tau\tau'} \delta_{1'1} \delta_{2'2} \frac{1}{(E_{12} - \varepsilon_1)(E_{12} - \varepsilon_2)} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} \left(\frac{1}{F^{(J)}(\varepsilon_1)} \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \varepsilon_1)} \frac{q_{\tau' 1' 2'}^{(J)}}{(E_{1' 2'} - \varepsilon_1)} - \right. \\
& \quad \left. - \frac{1}{F^{(J)}(\varepsilon_2)} \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \varepsilon_2)} \frac{q_{\tau' 1' 2'}^{(J)}}{(E_{1' 2'} - \varepsilon_2)} \right) - \\
& \quad - \frac{\delta_{J,2}}{F^{(J)'}(\omega_0)(\varepsilon_1 - \omega_0)(\varepsilon_2 - \omega_0)} \times \\
& \quad \times \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \omega_0)} \frac{q_{\tau' 1' 2'}^{(J)}}{(E_{1' 2'} - \omega_0)}, \\
& \sum_{n>0} \frac{\psi_{\tau 12}^{(J)}(n) \psi_{\tau' 1' 2'}^{(J)}(n)}{(\omega_n - \varepsilon)^2} = \delta_{\tau \tau'} \delta_{1' 1} \delta_{2' 2} \frac{1}{(E_{12} - \varepsilon)^2} + \\
& \quad + \frac{F^{(J)'}(\varepsilon)}{F^{(J)2}(\varepsilon)} \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \varepsilon)} \frac{q_{\tau' 1' 2'}^{(J)}}{(E_{1' 2'} - \varepsilon)} - \\
& \quad - \frac{1}{F^{(J)}(\varepsilon)} \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \varepsilon)^2} \frac{q_{\tau' 1' 2'}^{(J)}}{(E_{1' 2'} - \varepsilon)} - \\
& \quad - \frac{1}{F^{(J)}(\varepsilon)} \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \varepsilon)} \frac{q_{\tau' 1' 2'}^{(J)}}{(E_{1' 2'} - \varepsilon)^2} - \\
& \quad - \frac{\delta_{J,2}}{F^{(J)'}(\omega_0)(\varepsilon - \omega_0)^2} \frac{q_{\tau 12}^{(J)}}{(E_{12} - \omega_0)} \frac{q_{\tau' 1' 2'}^{(J)}}{(E_{1' 2'} - \omega_0)}.
\end{aligned}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. Ц. Оганесян, Вестн. РАН **90**, 312 (2020) [Yu. Ts. Oganessian, Herald Russ. Acad. Sci. **90**, 207 (2020)].
2. Yu. Ts. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A **944**, 62 (2015).
3. Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, N. D. Kovrizhnykh, *et al.*, Phys. Rev. C **106**, L031301 (2022), doi: 10.1103/PhysRevC.106.L031301
4. Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, D. Ibadullayev, *et al.*, Phys. Rev. C **106**, 024612 (2022), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.024612>
5. Yu. Ts. Oganessian, A. Sobiczewski, and G. M. Ter-Akopian, Phys. Scr. **92**, 023003 (2017).
6. V. Utyonkov, Yu. Ts. Oganessian, S. Dmitriev, *et al.*, EPJ Web Conf. **131**, 06003 (2016).
7. S. A. Giuliani, Z. Matheson, W. Nazarewicz, *et al.*, Rev. Mod. Phys. **91**, 011001 (2019).
8. M. Block, F. Giaccoppo, F.-P. Heßberger, and S. Raeder, Riv. Nuovo Cimento **45**, 279 (2022).
9. M. S. Tezekbayeva, A. V. Yeregin, A. I. Svirikhin, *et al.*, Eur. Phys. J. A **58**, 52 (2022).
10. K. Hauschild, A. Lopez-Martens, R. Chakma, *et al.*, Eur. Phys. J. A **58**, 6 (2022), <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00657-8>
11. K. Kessaci, B. J. P. Gall, O. Dorvaux, A. Lopez-Martens, R. Chakma, K. Hauschild, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, M. Forge, A. V. Isaev, I. N. Izosimov, D. E. Katrasev, A. A. Kuznetsova, O. N. Malyshev, R. Mukhin, J. Piot, *et al.*, Phys. Rev. C **104**, 044609 (2021), doi: 10.1103/PhysRevC.104.044609
12. A. Sobiczewski and K. Pomorski, Prog. Part. Nucl. Phys. **58**, 292 (2007).
13. R.-D. Herzberg and D. M. Cox, Radiochim. Acta **99**, 441 (2011).
14. D. Ackermann and Ch. Theisen, Phys. Scr. **92**, 083002 (2017).
15. D. Ackermann, EPJ Web Conf. **223**, 01001 (2019).
16. R.-D. Herzberg, EPJ Web Conf. **131**, 02004 (2016), doi: 10.1051/epjconf/201613102004
17. Ch. Theisen, P. T. Greenlees, T.-L. Khoo, P. Chowdhury, and T. Ishi, Nucl. Phys. A **944**, 333 (2015).
18. B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, P. Quentin, and J. Bartel, Phys. Scr. **89**, 054004 (2014).
19. P. T. Greenlees, J. Rubert, J. Piot, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 012501 (2012).
20. А. Д. Ефимов, И. Н. Изосимов, ЯФ **84**, 421 (2021) [A. D. Efimov and I. N. Izosimov, Phys. At. Nucl. **84**, 660 (2021)].
21. 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)].
22. 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)].
23. А. Д. Ефимов, И. Н. Изосимов, ЯФ **84**, 298 (2021) [A. D. Efimov and I. N. Izosimov, Phys. At. Nucl. **84**, 408 (2021)].
24. А. Д. Ефимов, ЯФ **83**, 380 (2020) [A. D. Efimov, Phys. At. Nucl. **83**, 651 (2020)].
25. M. Diebel and U. Mosel, Z. Phys. A **303**, 131 (1981).
26. А. Д. Ефимов, В. М. Михайлов, Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 948 (2013) [A. D. Efimov and V. M. Mikhajlov, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **77**, 862 (2013)].
27. D. Janssen, R. V. Jolos, and F. Donau, Nucl. Phys. A **224**, 93 (1974).
28. A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **35**, 1069 (1975).
29. T. Marumori, K. Takada, and F. Sakata, Prog. Theor. Phys. Suppl. **71**, 1 (1981).
30. Н. Марч, У. Янг, С. Сампантхар, *Проблема многих тел в квантовой механике* (Мир, Москва, 1969) [N. H. March, W. H. Young, and S. Sampanthar, *The Many-Body Problem in Quantum Mechanics* (Cambridge, Univ. Press, 1967)].
31. A. D. Efimov and V. M. Mikhajlov, EPJ Web Conf. **38**, 17005 (2012).
32. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
33. V. I. Isakov, K. I. Erokhina, H. Mach, M. Sanchez-Vega, and B. Fogelberg, Eur. Phys. J. A **14**, 29 (2002).
34. Brookhaven National Laboratory, National Nuclear Data Center (online), <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>
35. A. D. Efimov and V. M. Mikhajlov, Phys. Rev. C **59**, 3153 (1999).

36. G.-O. Xu and J.-Y. Zhang, Nucl. Phys. A **343**, 189 (1980).
37. M. Asai, F. P. Heßberger, and A. Lopez-Martens, Nucl. Phys. A **944**, 308 (2015).
38. F. P. Heßberger, Eur. Phys. J. A **53**, 75 (2017).
39. F. P. Heßberger, S. Antalic, B. Suligano, *et al.*, Eur. Phys. J. A **43**, 55 (2010).
40. А. Д. Ефимов, И. Н. Изосимов, Письма в ЭЧАЯ **18**, 551 (2021) [A. D. Efimov and I. N. Izosimov, Phys. Part. Nucl. Lett. **18**, 658 (2021)].

PECULARITIES OF ROTATION BANDS IN HEAVY AND SUPERHEAVY NUCLEI. DESCRIPTION OF YRAST-BAND STATES IN ^{248}Cm

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*

A further development of the expanded microscopic version of the IBM is presented by considering two-quasiparticle phonons with multipolarity up to $J^\pi = 14^+$. The developed theoretical scheme is applied to describe the properties of the yrast-band states in ^{248}Cm up to spin 34^+ . This heavy transactinide nucleus is the only nucleus in this mass region where the values of $B(E2)$ up to spin $I^\pi = 28^+$ are measured. That is why it is considered foremost, since this information allows us to test the presented theoretical scheme based on a larger volume of experimental data. The region of transactinide nuclei differs from lighter ones by the absence of the effect of the back bending in the moment of inertia dependence on the square of the rotation frequency up to the spin $I^\pi = 34^+$. This article is intended in particular to find out the reason for this effect. Peculiar properties of the rotation bands in heavy and superheavy nuclei are discussed.