

P4-2020-40

А. Д. Ефимов^{1,2,*}, И. Н. Изосимов^{**}

ОПИСАНИЕ СОСТОЯНИЙ ИРАСТ-ПОЛОСЫ В ^{156}Dy

Направлено в журнал «Ядерная физика»

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

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

* E-mail: efimov98@mail.ru

** E-mail: izig@mail.ru

Ефимов А. Д., Изосимов И. Н.

P4-2020-40

Описание состояний ираст-полосы в ^{156}Dy

На основе расширенной микроскопической версии МВВ1 получено описание свойств состояний ираст-полосы в ^{156}Dy до спина 18^+ . Ряд состояний этой полосы (6^+ , 8^+ и 10^+) заселяются из возбуждения 8^+ (2,788 МэВ), заселяемого в результате β^+ /ЕС-распада из изомерного состояния 9^+ в ^{156}Ho .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2020

Efimov A. D., Izosimov I. N.

P4-2020-40

Description of the States of the Yrast-Band in ^{156}Dy

Based on an extended microscopic version of the IBM1, a description of the properties of the yrast-band states in ^{156}Dy up to spin 18^+ is obtained. The series of states of this band, 6^+ , 8^+ and 10^+ , are populated from 8^+ (2.788 MeV) excitation by-turn populated as a result of β^+ /EC-decay from the isomeric state 9^+ to ^{156}Ho .

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2020

ВВЕДЕНИЕ

При β -распаде изменение спина ядра, например, для переходов типа Гамова–Теллера небольшое и составляет $\Delta I = 0; \pm 1$. Поэтому при соответствующем распаде высокоспиновых изомеров, в отличие от состояний β -распада с небольшим спином, происходит заселение уровней вблизи ираст-полосы.

Хотя для возбуждения состояний с высокими спинами ядерные реакции намного эффективнее, но при β -распаде высокоспиновых изомеров фоновые условия привлекательнее, что позволяет более детально исследовать структуру уровней вблизи ираст-полосы. Полученные экспериментальные данные позволяют усовершенствовать теоретические подходы к описанию свойств атомных ядер.

В данной работе рассматриваются состояния ираст-полосы в ^{156}Dy . Три состояния из нее (6^+ , 8^+ и 10^+) заселяются из относительно высоколежащего состояния 8^+ (2,788 МэВ), заселяемого в результате β^+ /ЕС-распада из изомерного состояния 9^+ в ^{156}Ho .

В работе на основе расширенной микроскопической версии модели взаимодействующих бозонов (МВБ) анализируются свойства состояний ираст-полосы в ^{156}Dy до спина 18^+ . При этом бозонные параметры рассчитываются с использованием среднего поля в сферическом базисе, а эффективные межнуклонные силы — в факторизованном виде.

Один из первых способов бозонного представления парных фермионных операторов для описания коллективных состояний был предложен в работе Беляева и Зелевинского [1]. Наиболее обоснованным такое представление было получено в работах [2–4], в которых предполагалась замкнутость алгебры фононных операторов квадрупольного типа и их коммутаторов в числе, равном 35, а именно D_μ^+ , D_μ , $[D_{\mu 1}, D_{\mu 2}^+]$. Это привело к ограничению максимального числа D -фононов — Ω .

Под коллективным нижайшим квадрупольным D -фононом понимается когерентная сумма двухквaziчастичных состояний, имеющая тот же вид, что и в квазичастичном методе случайной фазы (КМСФ):

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

где $a^+(a)$ — операторы рождения (уничтожения) квазичастиц; 1, 2 — номера одноквaziчастичных 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: $\sum_{1,2;\tau=n,p} (\psi_{12}^2 - \varphi_{12}^2) = \sum_{1,2;\tau} (z_{12}^{(0)} z_{12}^{(1)})_\tau = 1$.

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. Это приводит к отображению и правилу соответствия

$$D_{\mu}^{+} \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{\Omega}} d_{\mu}^{+} s; \quad | \rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{\Omega!}} (s^{+})^{\Omega} | \rangle; \quad | I \rangle \longrightarrow | I \rangle, \quad (2)$$

где $| \rangle$ — вакуум фононов; $| I \rangle$ — фононное состояние со спином I ; $| \rangle$ — вакуум бозонов; $| I \rangle$ — бозонное коллективное состояние со спином I . При этом основное состояние $| 0 \rangle$ не является вакуумом бозонов, т.е. $| 0 \rangle \neq | \rangle$ и аналогично $| 0 \rangle \neq | \rangle$.

Гамильтониан МВБ1 относительно энергии вакуума d -бозонов в нормальном порядке по операторам имеет вид

$$H_{\text{ВМ}} = \varepsilon_d \hat{n}_d + k_1 (d^{+} \cdot d^{+} s s + \text{H. c.}) + k_2 \left((d^{+} d^{+})^{(2)} \cdot d s + \text{H. c.} \right) + \frac{1}{2} \sum_{L=0,2,4} C_L (d^{+} d^{+})^{(L)} \cdot (d d)^{(L)}, \quad (3)$$

где H. c. означает эрмитово сопряжение, точка между операторами соответствует скалярному произведению, величины ε_d , k_1 , k_2 , C_L являются параметрами гамильтониана МВБ1. В работах Кишимото и Тамуры [5–8] были сформулированы необходимые требования к микроскопической теории, позволяющей рассчитывать эти параметры. Это отображение фононов на бозоны и учет связи коллективных и неколлективных мод возбуждений.

При использовании КМСФ соответствующий квазичастичный гамильтониан определяется как $h_{\text{РПА}} = \hat{H}_{11} + \hat{H}_{22} + \hat{H}_{40+04}$, где индексы обозначают числа операторов рождения и уничтожения квазичастиц. Эти члены квазичастичного гамильтониана вместе с \hat{H}_{31+13} используются также при расчете бозонных параметров. Все параметры бозонных операторов, включающие операторы электрических квадрупольных переходов, вычисляются на основе процедуры Марумори [9] через равенство соответствующих матричных элементов (МЭ) в фермионном и бозонном пространствах.

Фононные амплитуды определяются из минимизации полной энергии, которая зависит, помимо прочего, от среднего значения бозонного гамильтониана по бозонным функциям. При этом уже основное состояние содержит как некоторое число квазичастиц, что характерно для КМСФ, так и некоторое число фононов, что нехарактерно для обычного приближения КМСФ. Это позволяет сформулировать задачу о согласовании фононных амплитуд, параметров бозонного гамильтониана и состава бозонных функций. Само согласование оказалось возможным при выполнении ряда дополнительных условий, что привело к существенному расширению состава фононных амплитуд по парам квазичастиц из вневалентных оболочек и, соответственно, существенному увеличению размера бозонного пространства. Поэтому для решения задачи на собственные значения и собственные функции бозонного гамильтониана была разработана процедура, позволя-

ющая производить расчеты в базе, включающем до 36 квадрупольных бозонов [10]. В условиях многофононности получены нелинейные уравнения как для фононных, так и для u -, v -амплитуд. При решении задачи сверхтекучести матричные элементы от соответствующих сил по собственным волновым функциям среднего поля были приняты постоянными. При этом были учтены блокировка одночастичных состояний квазичастицами, формирующими многофононные состояния, и влияние квадрупольного взаимодействия на сверхтекучесть. Рассмотрен большой набор различных каналов взаимодействий в расширенном фононном пространстве сначала через неявный учет большого числа B_J -фононов с $J \leq 6^+$. Это позволило реализовать перенормировку бозонного гамильтониана. Расширение базиса возбуждений за счет явного учета фононов со спинами $J^\pi \geq 8^+$ приводит к возможности корректного описания состояний с более высокими спинами, нежели это удастся при использовании стандартного варианта МВБ1, а также объясняет эффект пересечения полос.

Ядро ^{156}Du можно отнести к деформированному уже в силу того, что отношение $E_{4^+}/E_{2^+} = 2,93$ оказывается близким к ротационному пределу, равному 3,33.

Так же как и для широкого набора ядер (от сферических до деформированных), для ядер в этой области имеются изменения в структуре состояний, которые можно назвать пересечением полос. При относительно небольших спинах, обычно до $I^\pi \leq 10^+$ или реже до $I^\pi \leq 12^+$, состояния в четно-четных ядрах могут быть интерпретированы как квадрупольные коллективные возбуждения, связанные сильными $E2$ -переходами, для которых величины $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ в сотни раз превышают одночастичную оценку. При этом и при больших спинах ираст-полоса продолжается, но соответствующие состояния оказываются уже построенными на высокоспиновых двухквазичастичных возбуждениях. Даже при тех спинах, при которых происходит это пересечение, вероятности квадрупольных переходов остаются весьма значительными: не менее половины от значений, которые соответствуют соседним переходам, и вблизи от значения $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$. Это свидетельствует как минимум о весьма эффективном смешивании коллективных состояний с двухквазичастичным состоянием, обладающим большим спином.

1. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ВЕРСИЯ МВБ1

1.1. Дополнительные условия. Амплитуды фононных операторов (1) (ψ, φ) и боголюбовские параметры (u, v) находятся на основе вариационного принципа из условия минимума энергетического функционала

$$H_{\text{tot}} = E_{\text{vac.q.p}} + E_0^{(B)} + (I|H_{\text{IBM}}|I), \quad (4)$$

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 (6), которые, в свою очередь, зависят от (ψ, φ) и (u, v) через параметры $\varepsilon_d, k_1, k_2, C_L$ гамильтониана МВБ1 (3). Средние

от отдельных членов гамильтониана по бозонным функциям обозначаются как

$$n_d(I) = \left(I \left| \sum_{\mu} d_{\mu}^{+} d_{\mu} \right| I \right),$$

$$P_1(I) = \frac{1}{2\sqrt{\Omega(\Omega-1)}} (I | (d^{+} \cdot d^{+} s s + s^{+} s^{+} d \cdot d) | I), \quad (5)$$

$$\langle C_L(I) \rangle = \left(I \left| \frac{1}{2} (d^{+} d^{+})^{(L)} \cdot (d d)^{(L)} \right| I \right).$$

Минимизация функционала (4) по искомым амплитудам осуществляется при выполнении ряда дополнительных условий. Это условия нормировок D -фононов и амплитуд бозонных волновых функций $|I\rangle$. Бозонные волновые функции представимы в виде

$$|I\rangle = \sum_{n_d, \dots} \alpha_d(n_d, \dots, I) \frac{1}{\sqrt{(\Omega - n_d)!}} (s^{+})^{\Omega - n_d} |n_d, \dots, I\rangle, \quad (6)$$

где $|n_d, \dots, I\rangle$ — нормированные функции квадрупольных бозонов, соответствующие неприводимому представлению группы $SU(5)$ с рядом квантовых чисел: числом квадрупольных бозонов (n_d), бозонным сениорити и числом его троек, связанных в нулевой угловой момент. В этом случае условие нормировки имеет вид

$$\langle I | I \rangle = \sum_{n_d, \dots} \alpha_d^2(n_d, \dots, I) = 1. \quad (7)$$

Амплитуды α_d зависят от параметров бозонного гамильтониана и определяются в результате диагонализации. В простейшем случае, т.е. в базисе представления группы $SU(5)$, единственные значения амплитуд с $\alpha_d = 1$ для состояний ираст-полосы с $I = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+}, 6^{+} \dots$ будут соответствовать конфигурациям с $n_d = 0, 1, 2, 3 \dots$

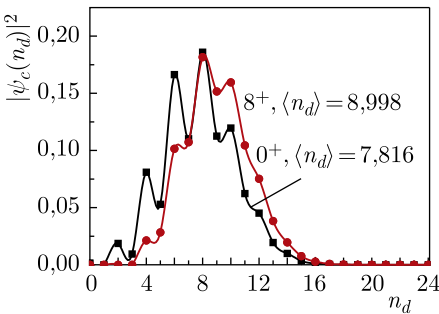


Рис. 1. Вклад в волновые функции 0^+ и 8^+ коллективных состояний в приближении МВБ1 компонент с разными значениями n_d

По мере роста квадрупольной коллективности в состояниях появляются компоненты и с другими значениями n_d . В рассматриваемом ядре вклад в волновые функции от компонент с разными значениями n_d для спинов 0^+ и 8^+ представлен на рис. 1. Видно, что для обоих этих состояний компоненты распределяются примерно в одной области: от $n_d = 4$ до 13 или 14. Это коррелирует с тем, что средние значения n_d для этих состояний равны 7,816 и 8,998, т.е. отличаются немногим более, чем на

одну единицу, в то время как в вибрационном случае это отличие равно четырем единицам.

В работе используется квазичастичное представление, поэтому контроль за правильным числом частиц реализуется через их средние значения с помощью химических потенциалов λ_τ , так что соответствующий член Лагранжа $\sum_\tau \lambda_\tau \hat{N}_\tau$ учитывается при переходе от частиц к квазичастицам. Еще одно условие, отражающее специфику МВБ1, состоит в фиксации Ω — максимального числа бозонов, 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. Это важно, так как максимальное число квазичастиц на каждом одночастичном уровне не может превышать значения $j_i + 1/2$ в сферическом базисе в соответствии с принципом Паули. При этом по мере роста спина состояния и, соответственно, n_d увеличивается число квазичастиц на каждом одночастичном уровне. Выполнение этого условия осуществляется именно в среднем, так как число квазичастиц считается по тем компонентам, которые формируют структуру D -фонона, и соответствует их среднему числу $n_d(I)$ и $P_1(I)$.

Если в результате расчета это условие не выполняется, необходимо осуществить уменьшение корреляций в основном состоянии. При этом фононные амплитуды ψ и φ будут распределяться по большему числу одночастичных уровней, увеличивая этим роль вневалентных оболочек.

Как уже говорилось, наличие бозонных средних в минимизируемом функционале (4) позволяет поставить задачу о согласовании трех видов амплитуд: $z^{(n)}$, $u(v)$, $\{\alpha_d\}$. Как оказалось, достичь этого согласования возможно только при дополнительной модификации стандартного варианта КМСФ, а именно за счет достижения малости амплитуд φ , определяющих корреляции. Выполнение этого условия при фиксированных значениях силовых констант осуществляется введением в минимизируемый функционал слагаемого, регулирующего величину суммы квадратов φ :

$$\begin{aligned} \Phi_\varphi &= 2\chi \left(n_d(I) + \frac{5}{2} \right) \left(\sum_{\tau_{12}} \varphi_{12\tau}^2 + \frac{1}{2} \right) = \\ &= \frac{1}{2}\chi \left(n_d(I) + \frac{5}{2} \right) \left(\sum_{\tau_{12}} (z_{12}^{(1)2} + z_{12}^{(0)2})_\tau \right), \quad (8) \end{aligned}$$

множитель $(n_d + 5/2)$ введен для удобства.

Таким образом, структура D -фонона определяется с помощью 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 (см. ниже), может быть отрицательной.

Таким образом, важной особенностью модификации КМСФ является возможность регулирования корреляций. В частности, и в простейшем проявлении это приводит при определении структуры D -фононов к замене двухквaziчастичных энергий на энергии с постоянным положительным сдвигом на величину χ : $e_i + e_j \rightarrow e_i + e_j + \chi$. Поэтому амплитуды D -фононов от валентных компонент падают, а от вневалентных — растут.

Параметры, определяющие бозонные операторы, вычисляются на основе процедуры Марумори [9] через равенство МЭ от фермионных операторов O_F по фононным функциям и от бозонных операторов O_B по бозонным волновым функциям

$$\langle I' | O_F | I \rangle = \langle I' | O_B | I \rangle,$$

что позволяет найти параметры от каждого члена любого оператора в отдельности как для бозонного гамильтониана, так и для оператора $E2$ -переходов. Параметры бозонного гамильтониана с учетом только D -фононов, т. е. вне связи коллективных и неколлективных мод возбуждений, что соответствует верхнему индексу (0), определяются как

$$\begin{aligned} \varepsilon_d^{(0)} &= \langle [D_\mu, [h_{\text{RPA}}, D_\mu^+]] \rangle; \\ 2 \left(k_1 \sqrt{\Omega(\Omega - 1)} \right)^{(0)} &= \frac{1}{5} \sqrt{\frac{2}{\aleph_0}} \sum_{\mu} \langle [[h_{\text{RPA}}, D_\mu^+], D_\mu^\pm] \rangle; \\ (k_2 \sqrt{\Omega - 1})^{(0)} &= \frac{1}{\sqrt{2\aleph_2}} \sum_{m_1, m_2} \times \\ &\times \langle [[[D_M, H_{20+02} + \widehat{V}_{31+13}], D_{m_1}^+], D_{m_2}^+] \rangle (22m_1 m_2 | 2M); \\ C_L^{(0)} &= \sum_{m_1, m_2, m_3, m_4} \frac{1}{\aleph_L} \times \\ &\times \langle [[D_{m_2}, [D_{m_1}, [[h_{\text{RPA}}, D_{m_3}^+], D_{m_4}^+]]] \rangle (22m_1 m_2 | LM) (22m_3 m_4 | LM), \end{aligned} \quad (9)$$

где \aleph_L — нормировка двухфононного состояния. Выражения для $\varepsilon_d^{(0)}$, $k_1^{(0)}$ через амплитуды D -фононов приведены в работе [11], для $C_L^{(0)}$ — в работе [12]. Соответствующие расчеты дают значения $C_L^{(0)}$, которые оказываются нефизически большими. Это значит, что с учетом только D -фононов энергии двухфононного триплета существенно превышают удвоенную однофононную энергию, что является результатом действия сил притяжения между квазичастицами, формирующими разные фононы, и не зависит от степени коллективности D -фонона вплоть до того, является ли ядро сферическим или деформированным. Компенсировать этот эффект позволяет учет связи между $(D^2)^{(L)}$ -состояниями с теми, которые содержат V_J -моды, определяемые по аналогии с (2).

1.2. Перенормировка параметров. Для учета связи коллективного, состоящего только из D -фононов, и неколлективного, содержащего допол-

нительно один из возможных B_J -фононов, пространств рассматривается расширенная волновая функция

$$\Psi(I) = |\psi_c(I)\rangle + \sum_{i1,c1} \alpha_{i1,c1} |(B_{i1}^+ \psi_{c1})^{(I)}\rangle, \quad (10)$$

где $|\psi_c\rangle$ — волновая функция, содержащая суперпозицию только D -фононов.

Энергии нижайших состояний ираст-полос с $I^\pi \leq 6^+$ оказываются существенно ниже энергий B_J -мод, которые как минимум больше удвоенной парной щели. Такая выделенность состояний по энергии двух пространств позволяет рассматривать их связь неявным образом через перенормировку бозонных параметров ε_d , k_1 , C_L , k_2 (9), что сделано в работах [13–15] с помощью теории возмущений в варианте Бриллюэна–Вигнера. Для этого в волновой функции (10) среди конфигураций $|\psi_c(I)\rangle$ учитываются состояния $(D^+)^n| \rangle$ с $n = 0, 1, 2$, а также набор конфигураций, дополнительно имеющий один из B_J^+ -фононов положительной четности с мультипольностью J^π от 0^+ до 6^+ .

Все полученные с учетом этой связи бозонные параметры оказываются зависящими от спина и энергии рассматриваемого состояния. Расчеты показали, что главный вклад при этом вносят фононы с моментом 2^+ , причем среди этих фононов нет нижайшего. Следующим по важности вкладом является совокупность фононов с моментами 4^+ и 6^+ . Из-за учета большого набора всевозможных B_J -фононов перенормировка бозонных параметров, особенно ε_d и C_L , оказывается существенной, но при этом компоненты неколлективных мод в соответствующих состояниях оказываются небольшими. Для однофононного состояния D компонента неколлективных состояний $\sim 9\%$, для двухфононных состояний последовательно $(D^+D^+)^{(0)}$ эта компонента $\sim 25\%$, для $(D^+D^+)^{(L=2,4)}$ $\sim 15\%$.

При описанном подходе каждый из параметров зависит от энергии возбуждения или конкретного коллективного состояния. Однако при этом одновременно меняется и энергия квазичастично-фононного вакуума. Все вместе это позволило так переопределить значения параметров бозонного гамильтониана, чтобы уже при фиксированной энергии бозонного вакуума параметры гамильтониана менялись не слишком существенно. Тем не менее это изменение имеется и полного соответствия с тем, что описывается при традиционном использовании МВБ1, нет, а представленные теоретические значения энергии возбуждений соответствуют именно изменяемым параметрам гамильтониана для каждого состояния. Соответствующая процедура применялась во всей серии работ, использующей описанный микроскопический вариант МВБ1 [11].

1.3. Ослабление связи коллективных и неколлективных состояний. Ослабление взаимодействия конфигураций, различающихся по признаку наличия или отсутствия B -фононов определяется соотношением

$$\langle D^{n'} B | H | D^{+n} \rangle \rightarrow \varsigma \langle D^{n'} B | H | D^{+n} \rangle \quad (11)$$

с помощью параметра ζ . Такое ослабление учитывалось во всех работах данной серии, связанной с микроскопическим расчетом параметров гамильтониана МВБ1. При анализе механизма пересечения полос в четных изотопах Се [11] было отмечено, что это ослабление может иметь тенденцию к усилению по мере роста спина в полосе, что соответствует уменьшению ζ .

Для определения зависимости ζ от характеристик коллективного состояния $\zeta(I)$ сделано предположение, что это ослабление связано с различием в структуре D -фононных амплитуд в зависимости от того, имеется ли в компоненте волновой функции B -фонон, т.е. при наличии B -фонона происходит дополнительная блокировка одночастичных уровней и структура D -фонона несколько меняется. Отличие связано как с фононными амплитудами, так и с параметрами сверхтекучести. Пусть

$$\xi = \langle D' (\text{при наличии } B) | D^+ \rangle, \quad (12)$$

тогда можно предположить, что $\zeta = \xi^{n_d(I)}$. Так как число квазичастиц определяется как $n_d(I)$, так и P_1 , то была принята следующая параметризация:

$$\zeta = \xi^{n_d + P_1 + \beta(\langle C_4(I) \rangle - \langle C_4(0) \rangle)}. \quad (13)$$

Член с β в этом выражении может быть удобен, так как в деформированных ядрах зависимость $n_d(I)$ является достаточно плавной, а значения $\langle C_4(I) \rangle$, наоборот, при любых характеристиках спектров (от вибрационных до ротационных) быстро растут с увеличением спина в полосе. Учет $\langle C_4(I) \rangle$ в (13) может отражать заметное различие нормировок коллективных состояний в бозонном и фононном представлениях. Для ^{156}Dy принято $\xi = 0,9757$, $\beta = 0$. С учетом бозонных средних, которые были получены на основе параметров, представленных на рис. 2, приведен параметр ζ^2 для спинов I от 0^+ до 16^+ на рис. 3.

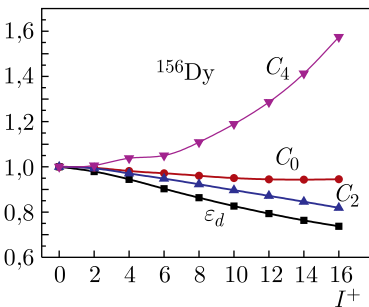


Рис. 2. Зависимость бозонных параметров от спинов состояний ираст-полосы относительно их значений в основном состоянии, которые для ε_d , k_1 , k_2 , C_0 , C_2 , C_4 соответственно равны $-0,4579$, $-0,0698$, $0,0380$, $0,6140$, $0,2704$, $0,0681$, полное число бозонов $\Omega = 24$. Параметры k_1 и k_2 остаются практически неизменными для всех спинов

Решение вариационной задачи находится итерационным способом с учетом дополнительных условий и перенормировки параметров. Это приводит к самосогласованным значениям энергии коллективных состояний, отмеченным на рис. 4 как «coll.». На следующем этапе рассматривается связь коллективных состояний с высокоспиновыми фононами с $J \geq 8^+$, а также процессы, приводящие к МЭ $\langle DDD | H | B_J^+ \rangle$.

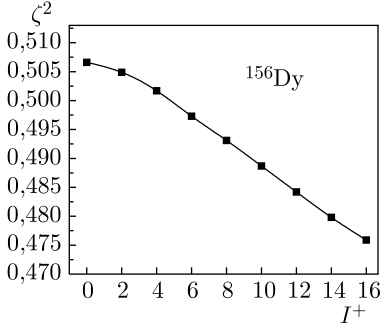


Рис. 3. Значения $\zeta^2(I)$ с учетом бозонных средних

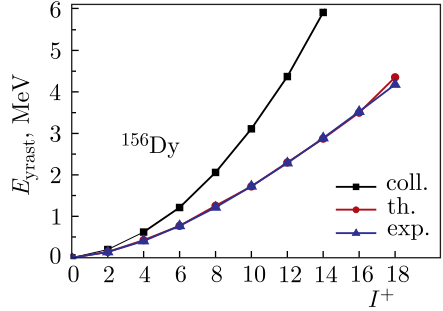


Рис. 4. Энергия состояний ираст-полос. Обозначения «th.» и «exp.» соответствуют теоретическим и экспериментальным [18] значениям (в масштабе рисунка они практически не различаются). Обозначение «coll.» соответствует рассчитанному значению, но без учета каналов взаимодействия $V^{(2)}$, $V^{(3)}$

Это влияет не только на высокоспиновые состояния, но и на коллективные, начиная с основного. Ниже дано краткое описание этих процессов.

1.4. Бозонное описание пересечения полос. Перенормировка параметров МВБ1 осуществляется за счет расширения волновой функции фоновых состояний в виде (10) за счет V_J -фононов с $J^\pi \leq 6^+$. При больших спинах состояний ираст-полос коллективные и неколлективные возбуждения могут оказаться энергетически близкими. Поэтому компоненты этих неколлективных мод необходимо явно вводить в рассматриваемый базис, а значения J^π будут меняться до 10^π . Если полагать, что компоненты двухквaziчастичных состояний с $J = 12^+$ не столь существенны, то следует рассматривать J^π в интервале от 0^+ до 10^+ . Это приведет не только к дополнительному сжатию спектра коллективных состояний, но и к пересечению полос разной природы.

Введем b_J -бозоны, тогда гамильтониан H_b примет вид

$$H_b = H_{b1} + H_{b2}; \quad H_{b1} = H_{\text{IBM}}^{(0)} + \sum_i \omega_i b_i^+ b_i + V^{(1)}; \quad H_{b2} = V^{(2)} + V^{(3)}, \quad (14)$$

где $H_{\text{IBM}}^{(0)}$ (3) является гамильтонианом МВБ1 с параметрами, определенными только через D -фононы, т.е. без учета неколлективных фононов, а ω_i — энергия b_i -бозонов. Бозонные члены взаимодействия $V^{(1,2,3)}$ содержат члены, пропорциональные

$$V^{(1)} \sim [s^+ d^+ d, s^+ s^+ d^+ d d, d^+ d^+ s, d^+ d^+ d] \cdot b_J,$$

$$V^{(2)} \sim d^+ d^+ d^+ s s \cdot b_J,$$

$$V^{(3)} \sim [d^+ s, d^+ d^+ s s, d^+ d] \cdot b_{J1}^+ b_{J2},$$

и, соответственно, эрмитово-сопряженные слагаемые. Параметры этих взаимодействий определяются МЭ в фермионном пространстве с помощью процедуры Марумори, как это описано в работах [11, 13, 16].

Взаимодействие $V^{(1)}$ и $V^{(2)}$ выражает связь коллективных состояний с неколлективными. Оператор $V^{(3)}$ определяет взаимодействие между состояниями, содержащими различные b_J -бозоны.

1.5. Результаты расчетов. Из анализа экспериментальных значений энергии состояний ирраст-полос можно отметить, что в состояниях, построенных на высокоспиновых модах, энергии переходов имеют большие значения, нежели те, что построены на квазичастично-фононном вакууме. Однако это различие тем меньше, чем больше коллективность основной полосы. Поэтому для рассматриваемого ядра такое различие не делается. Учет дополнительных членов взаимодействия в $V^{(1,2,3)}$ расширенного гамильтониана (14) приводит в результате к опусканию значений энергии состояний, отмеченных как «coll.» на рис. 4, и к окончательным значениям «th.», которые сравниваются с экспериментальными значениями. Соответствие теоретических и экспериментальных значений энергии состояний настолько удовлетворительно, что они практически не различаются. Наибольшее отличие теоретических значений энергии от экспериментальных, не включая состояния 18^+ , относится к состояниям 8^+ и 14^+ . Для первого состояния теоретическое значение превышает экспериментальное на 27 кэВ, для второго — меньше на 28 кэВ.

Микроскопический способ расчета параметров электрического квадрупольного оператора представлен в работе [17]. Соответствующая схема ориентирована на переходы либо между коллективными состояниями, либо между состояниями в области пересечения полос. Переход с неколлективных компонент, явно в (10) не рассматриваемых, в коллективные учитывается при перенормировках эффективных зарядов [17]. Это позволяет рассматривать МЭ только между коллективными компонентами, выраженными через d -бозоны, не затрагивая b_J -бозоны, что приводит к бозонному $\hat{T}(E2)$ -оператору:

$$\hat{T}(E2) = e^*(d^+s + s^+d + \chi_{E2}d^+d)^{(2)} + e_0^*(s^+(d^+d)^{(0)}d + d^+(d^+d)^{(0)}s) + e_3^*((d^+d^+)^{(0)}d^+sss + s^+s^+s^+d(dd)^{(0)}). \quad (15)$$

Первое слагаемое данного оператора является обычным для МВБ1. Второе получило обоснование в [17] и связано с тем, что обрезающий фактор $\sqrt{1 - n_d/\Omega}$, соответствующий s -бозону, различается для операторов гамильтониана и оператора $E2$ -переходов. Это учитывается введением члена, пропорционального e_0^* . Роль последнего члена в операторе квадрупольных переходов для исследуемых ранее ядер Те, Хе и Ва была несущественна в силу малости как полученных оценок для параметра e_3^* , так и соответствующих бозонных матричных элементов. Для рассматриваемого изотопа Ду в силу большей коллективности последнее условие начинает нарушаться. Поэтому расчеты вероятности квадрупольных переходов (рис. 5) осуществлялись в двух вариантах. В первом «th.1» расчет произведен с микро-

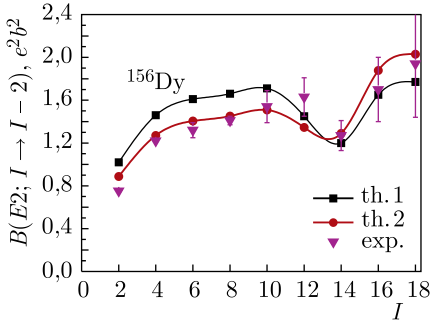


Рис. 5. Теоретические и экспериментальные [18] значения вероятностей $E2$ -переходов внутри ираст-полос. Для второго варианта «th.2» теоретический расчет соответствует наличию усиливающего фактора оператора между компонентами волновых функций, явно содержащих неколлективные фононы, в 1,15 раза и учету многобозонного члена в операторе $E2$ -перехода

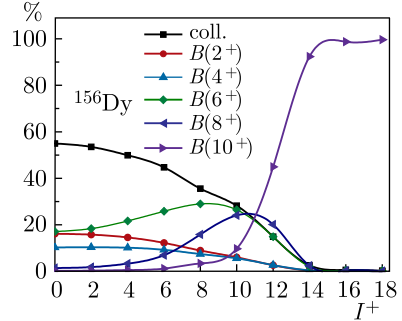


Рис. 6. Фононный состав волновых функций ираст-полос. Под «coll.» понимается вклад в функцию компонент, содержащих только D -фононный состав. Под $B(J)$ понимается вклад от всех компонент, содержащих различные фононы с фиксированным моментом J , т.е. $\sum_{i1,c1} |\alpha_{J,i1,c1}|^2$, где амплитуды α определяются из (10)

скопически рассчитанными значениями $e^* = 8,724e \text{ Фм}^2$, $\chi_{E2} = -0,539$ и $e_0^* = -0,0177$, а e_3^* не рассматривался. Во втором варианте «th.2» он был принят равным $e_3^* = -0,017e \text{ Фм}^2$, при этом параметр e^* для переходов между компонентами волновых функций, явно содержащих неколлективные фононы, увеличен в 1,15 раза. Второй вариант дает весьма хорошее описание экспериментальных значений. При этом оба варианта воспроизводят наблюдаемый минимум $B(E2)$ с 14^+ -состояния. Учет последнего слагаемого в операторе (15) приводит к уменьшению значений $B(E2)$, что улучшает согласие с экспериментальными данными. Однако следует иметь в виду, что уменьшение частично-дырочного канала взаимодействия и одновременное увеличение частично-частичного (квадрупольного спаривания) приводит к аналогичному эффекту.

На рис. 6 приведен фононный состав волновых функций состояний ираст-полос. Основное состояние примерно на 55% определяется только D -конфигурациями. Это понятно уже из того, что перенормированные одно- и двухфононные состояния определяются в основном D -компонентами, вклад которых соответственно равен 91 и 85%, а число квадрупольных бозонов в ^{156}Dy в основном состоянии равно 7,8. По мере роста спина вклад D -компонент падает, но еще при спине наблюдаемого состояния 12^+ структура остается достаточно сложной, в то время как 14^+ -состояние исчерпывается в основном компонентой, содержащей высокоспиновую двухквaziчастичную компоненту, что и приводит к теоретическому минимуму в значениях $B(E2)$ для 14^+ -состояния, которое при этом остается существенным.

2. СОСТОЯНИЕ $8^+(2,788 \text{ МэВ})$, ЗАСЕЛЯЕМОЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ $\beta^+/\text{ЕС-РАСПАДА}$ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ В ^{156}Ho

Вероятность β -перехода пропорциональна произведению двух сомножителей, первый из которых связан с лептонами и описывается с помощью функции Ферми $f(Q_\beta - E)$, а второй связан с атомным ядром и описывается с помощью силовой функции β -распада $S_\beta(E)$, где E — энергия уровня в дочернем ядре, заселяемом в результате β -перехода, Q_β — полная энергия β -распада, определяемая как разность масс нейтральных атомов материнского и дочернего ядер.

До начала 1980-х гг. при описании $S_\beta(E)$ доминировала статистическая модель, которая предполагала отсутствие резонансов в $S_\beta(E)$ в области энергии возбуждения ядра, доступной для β -распада (т. е. при $E < Q_\beta$), и в которой $S_\beta(E)$ параметризовалась в виде $S_\beta(E) = \text{const}$ или $S_\beta(E) \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней в дочернем ядре. Также предполагалось, что статистическая модель должна адекватно описывать β -распад в области средних и тяжелых ядер при энергии возбуждения дочернего ядра, превышающей $E > 2-3 \text{ МэВ}$. Нестатистические эффекты, связанные с наличием резонансов в $S_\beta(E)$ и особенностями структуры ядра, были выявлены при описании β -запаздывающего деления ядер [19]. Далее методы расчета структуры $S_\beta(E)$, развитые в работе [19], были применены для расчета как особенностей β -распада, так и β -запаздывающих процессов для широкого набора ядер [20–24]. Идея о нестатистическом характере $S_\beta(E)$ оказалась весьма важной и в настоящее время используется в различных областях ядерной физики и ядерной астрофизики [22–24].

Интенсивность заселения уровня после β -распада $I(E)$, период полураспада для β -процессов $T_{1/2}$ и величины ft связаны с $S_\beta(E)$ следующим образом [19–24]:

$$\frac{dI(E)}{dE} = S_\beta(E) T_{1/2} f(Q_\beta - E), \quad (16)$$

$$T_{1/2}^{-1} = \int S_\beta(E) f(Q_\beta - E) dE, \quad (17)$$

$$\int_{\Delta E} S_\beta(E) dE = \sum_{\Delta E} (ft)^{-1}, \quad (18)$$

где $S_\beta(E)$ определяется в $\text{МэВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и ft — в секундах. Значения ft не зависят от Q_β , а значения $\lg(ft)$ используются при построении систематик β -переходов.

Приведенные вероятности $B(\text{GT}, E)$ для β -переходов типа Гамова–Теллера (GT) определяются как [19, 22–25]

$$B^\pm(\text{GT}, E) = \frac{g_A^{\text{eff}2}}{4\pi} |\langle I_f || \sum t_\pm(k) \sigma(k) || I_i \rangle|^2 / (2I_i + 1), \quad (19)$$

$$B^\pm(\text{GT}, E) = \frac{g_V^2 D}{4\pi ft}, \quad (20)$$

где I_i и I_f — спины начального (материнское ядро) и конечного (дочернее ядро) состояний; g_A и g_V — константы аксиально-векторного и векторного компонент слабого взаимодействия; $D = (6144 \pm 2)$ с; $t_{\pm} \sigma(k)$ — произведение изоспинового и спинового операторов, образующих оператор β -перехода; t — парциальный период β -распада на уровень с энергией возбуждения E ; $\langle I_f || \sum t_{\pm}(k) \sigma(k) || I_i \rangle$ — приведенный матричный элемент для β -перехода типа Гамова-Теллера. Положения и интенсивности резонансов в $S_{\beta}(E)$ рассчитываются с помощью различных моделей ядра [19, 22–24]. С макроскопической точки зрения резонансы в $S_{\beta}(E)$ связаны с колебаниями спин-изоспиновой компоненты плотности без изменения формы атомного ядра [22, 26]. При энергиях возбуждения атомного ядра $E < Q_{\beta}$ $S_{\beta}(E)$ определяет характер β -распада. В случае $E > Q_{\beta}$ $S_{\beta}(E)$ определяет сечение зарядово-обменных ядерных реакций.

Успешное применение методов спектроскопии полного поглощения [22, 23] позволило однозначно экспериментально установить нестатистический резонансный характер структуры $S_{\beta}(E)$. Современные методы ядерной спектроскопии позволили в деталях изучить тонкую структуру резонансов $S_{\beta}(E)$ для ряда ядер [24–26].

Схема распада [18] высокоспинового изомера $I^{\pi} = 9^{+}$ ядра ^{156}Ho приведена на рис. 7.

Структура изомера $I^{\pi} = 9^{+}$ в ядре ^{156}Ho в настоящее время до конца не выяснена. Качественно характер β^{+}/EC -распада указанного изомера можно описать следующим образом. Из экспериментального значения

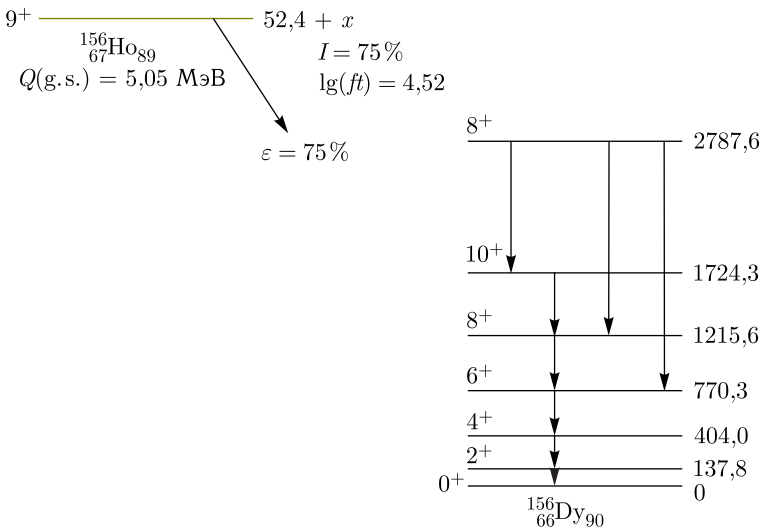


Рис. 7. Схема распада [18] изомера $I^{\pi} = 9^{+}$ ядра ^{156}Ho . Вероятность EC -распада составляет 75%, вероятность изомерного перехода IT — 25%. В цепочке высокоспиновый изомер $\rightarrow \beta^{+}/\text{EC}$ -распад $\rightarrow \gamma$ -распад \rightarrow ираст-полоса необходим всего один γ -переход для заселения соответствующих уровней ираст-полосы

$\lg(ft) = 4,52$ и систематики величин $\lg(ft)$ [18, 27] следует, что наблюдаемый β^+ /ЕС-распад изомера обусловлен переходом типа Гамова–Теллера. Используя схему одночастичных уровней из [27] (в представленных расчетах для Ду энергии одноквазичастичных для протонных состояний $d_{5/2}$, $g_{7/2}$, $h_{11/2}$, $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ оказались соответственно равными 1,0, 1,75, 0,72, 2,36, 2,22; для нейтронных состояний $f_{7/2}$, $h_{11/2}$ равны 1,69, 1,65 МэВ), можно предположить, что данный переход Гамова–Теллера обусловлен превращением протона с уровня $1h_{11/2}$ в нейтрон на уровне $1h_{9/2}$, т.е. спин-флип переходом, при котором нейтроная частица (νp)–протонная дырка (πh) оказываются связанными в момент $I^\pi = 1^+$, т.е. $[\nu p \otimes \pi h]1^+$. Полный спин уровня, на который происходит β^+ /ЕС-переход типа Гамова–Теллера, формируется из спина изомерной конфигурации материнского ядра ($I^\pi = 9^+$) и спина частично-дырочной пары $[\nu p \otimes \pi h]1^+$ и может составлять $I^\pi = 8^+, 9^+, 10^+$. Экспериментально наблюдался лишь ЕС-переход на уровень $I^\pi = 8^+$ в ^{156}Ho (см. рис. 7). Представляет интерес поиск соответствующих уровней (резонансов) с $I^\pi = 8^+, 9^+, 10^+$ как при β^+ /ЕС-распаде, так и в ядерных реакциях. Экспериментально полученные данные такого рода позволят развивать теоретические подходы к описанию зарядово-обменных ядерных реакций и β -распада в атомных ядрах с участием высокоспиновых изомеров.

По экспериментальным значениям интенсивностей переходов с 8_q^+ (2,788 МэВ) можно получить $B(E2; 8_q^+ \rightarrow 10_1^+)/B(E2; 8_q^+ \rightarrow 6_1^+) = 8,9$. При теоретическом расчете каждая из величин данного отношения — малая величина. В рамках используемой теории, ориентированной на большие значения $B(E2)$ за счет оператора (15), не рассматриваются $E2$ -переходы за счет одноквазичастичных переходов в неколлективных модах, например, $(h_{9/2} \times f_{7/2})^{(8^+)} \xrightarrow{E2} (h_{9/2} \times f_{7/2})^{(6^+)}$, которые хоть и малы, но могут внести необходимую лепту, существенно влияющую на указанное отношение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках микроскопической версии МВБ1 с использованием элементарных мод и эффективного факторизованного взаимодействия на основе сферического одночастичного базиса проанализированы свойства состояний ираст-полосы в ^{156}Du . При этом произведен учет связи состояний, содержащих большое число d , b_J -бозонов положительной четности с $J^\pi = 0^+ - 10^+$. Это позволило описать механизм пересечения полос. Как показал расчет, согласующийся с экспериментом, пересечение полос произошло при спине 14^+ -состояния ираст-полосы. Этому соответствует как теоретический, так и экспериментальный слабо выраженный минимум в значениях $B(E2)$ вдоль ираст-полосы для перехода $14_1^+ \rightarrow 12_1^+$. Исследуемое ядро уникально тем, что на три состояния ираст-полосы наблюдаются переходы из состояния 8^+ (2,788 МэВ), заселяемого в результате β^+ /ЕС-распада изомерного состояния 9^+ ядра ^{156}Ho .

ЛИТЕРАТУРА

1. *Beliaev S., Zelevinsky V. G.* // Nucl. Phys. 1962. V. 39. P. 582;
Беляев С., Зелевинский В. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. С. 127.
2. *Janssen D., Jolos R. V., Dopau F.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 224. P. 93.
3. *Джолос Р. В., Дэнау Ф., Янсен Д.* // ТМФ. 1974. Т. 20. С. 112 [*Jolos R. V., Dopau F., Janssen D.* // Theor. Math. Phys. 1974. V. 20. P. 704].
4. *Джолос Р. В., Дэнау Ф., Янсен Д.* // ТМФ. 1975. Т. 23. С. 374 [*Jolos R. V., Dopau F., Janssen D.* // Theor. Math. Phys. 1975. V. 23. P. 580].
5. *Kishimoto T., Tamura T.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 163. P. 100; 1972. V. 192. P. 246; 1976. V. 270. P. 317.
6. *Tamura T., Weeks K., Kishimoto T.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 307;
Tamura T., Weeks K., Kishimoto T. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 347. P. 359.
7. *Weeks K. J., Tamura T.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 888; 1323.
8. *Weeks K. J., Tamura T., Udagawa T., Hahne F. J. W.* // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 703.
9. *Marumori T., Takada K., Sakata F.* // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1981. V. 71. P. 1.
10. *Ефимов А. Д., Михайлов В. М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. С. 808 [*Efimov A. D., Mikhajlov V. M.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2009. V. 73. P. 760].
11. *Ефимов А. Д.* // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 380 [*Efimov A. D.* // Rus. J. Nucl. Phys. 2020. V. 83. P. 380].
12. *Efimov A. D., Mikhajlov V. M.* // EPJ Web Conf. 2012. V. 38. P. 17005.
13. *Ефимов А. Д., Михайлов В. М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 1395 [*Efimov A. D., Mikhajlov V. M.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2018. V. 82. P. 1266].
14. *Ефимов А. Д., Михайлов В. М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 986 [*Efimov A. D., Mikhajlov V. M.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2016. V. 80. P. 898].
15. *Efimov A. D., Mikhajlov V. M.* // EPJ Web Conf. 2016. V. 107. P. 03013.
16. *Ефимов А. Д., Михайлов В. М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 1244 [*Efimov A. D., Mikhajlov V. M.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2019. V. 83. P. 1136].
17. *Ефимов А. Д., Михайлов В. М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. С. 948 [*Efimov A. D., Mikhajlov V. M.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2013. V. 77. P. 862].
18. National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory.
<http://www.nndc.bnl.gov>.
19. *Izosimov I. N., Naumov Yu. V.* // Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 1978. V. 42. P. 25. <https://www.researchgate.net/publication/322539669>.
20. *Klapdor H. V., Wene C. O., Isosimov I. N., Naumov Yu. V.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 78. P. 20.
21. *Klapdor H. V., Wene C. O., Isosimov I. N., Naumov Yu. V.* // Z. Physik A. 1979. V. 292. P. 249.
22. *Naumov Yu. V., Bykov A. A., Izosimov I. N.* // Sov. J. Part. Nucl. 1983. V. 14. P. 175. <https://www.researchgate.net/publication/233832321>.

23. *Izosimov I. N.* // Phys. Part. Nucl. 1999. V. 30. P. 131.
24. *Izosimov I. N. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42. P. 963. DOI: 10.1134/S1063779611060049.
25. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. V. 1. New York: Benjamin, 1969.
26. *Izosimov I. N., Solnyshkin A. A., Khushvaktov J. H., Vaganov Yu. A.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2018. V. 15. P. 298. DOI: 10.1134/S1547477118030081.
27. *Soloviev V. G.* Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 1992.

Получено 10 декабря 2020 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 18.01.2021.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 4,00. Уч.-изд. л. 1,02. Тираж 205 экз. Заказ № 60055.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/