

## СВОЙСТВА ОКТУПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ $^{238}\text{U}$

© 2024 г. П. Н. Усманов<sup>1),2),\*</sup>, А. И. Вдовин<sup>2)</sup>, А. Н. Нишонов<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 08.11.2023 г.; после доработки 08.11.2023 г.; принята к публикации 20.11.2023 г.

Изучены энергии и электрические характеристики октупольных состояний ядра  $^{238}\text{U}$  в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний ротационных полос. В частности, исследованы состояния низколежащих полос отрицательной четности. Рассчитаны энергии и структура состояний ротационных полос с основаниями  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$  и вероятности дипольных  $E1$ -переходов с этих состояний. Теоретические значения энергий и приведенных вероятностей  $E1$ -переходов сравниваются с экспериментальными данными. Согласие экспериментальных данных и теоретических результатов хорошее.

DOI: 10.31857/S0044002724030015, EDN: IXOKVC

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из актуальных направлений исследований в области структуры атомного ядра является экспериментальное и теоретическое изучение состояний отрицательной четности в ядрах области актинидов [1–17]. В ядре  $^{238}\text{U}$  известны вращательные полосы, построенные на основном и октупольно-колебательных состояниях. Основными экспериментальными способами изучения свойств возбужденных состояний являются кулоновское возбуждение и реакции с тяжелыми ионами [10–13]. Коллективная природа низколежащих состояний отрицательной четности в актинидах была выяснена в теоретических работах, использовавших метод случайных фаз [7–9]. Предсказания работ [7–9] согласуются с данными, полученными с помощью кулоновского возбуждения [10].

Экспериментальные данные о возбужденных состояниях ядра  $^{238}\text{U}$  анализировались в рамках микроскопических [13] и феноменологических моделей [14]. Результаты, полученные в рамках микроскопической модели [13], заметно расходятся с экспериментом. В работе [14] в рамках кластерной модели на качественном уровне удалось воспроизвести порядок уровней с четными и нечетными спинами в  $K^\pi = 1^-$ -полосе.

Кратко опишем имеющуюся экспериментальную информацию об октупольных полосах ядра  $^{238}\text{U}$ . Нижайшая октупольная полоса в этом нуклиде построена на основании с квантовыми числами  $K^\pi = 0^-$  и энергией  $E_0 = 680$  кэВ. Состояния этой полосы прослежены вплоть до спина  $I = 33\hbar$ , хотя следует отметить, что каскад  $\gamma$ -переходов в полосе обрывается на состоянии  $I = 7\hbar$ . Согласно последней опублико-

ванной компиляции оцененных данных [6] в полосу  $K^\pi = 1^-$  включены уровни только с четными спинами от  $I = 2\hbar$  ( $E_x = 950$  кэВ) до  $I = 28\hbar$ . Полосы с  $K^\pi = 2^-$  и  $3^-$  представлены тремя ( $IK^\pi = 22^-, 32^-$  и  $42^-$ ) и одним уровнями соответственно, их идентификация неоднозначна [6, 14–16].

Приведенные вероятности  $E1$ -переходов известны только из оснований полос  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  на уровне основной полосы, а также из уровней со спинами  $I = 1, 3$  на состоянии  $I = 2\beta$ -вибрационных ( $K^\pi = 0_2^+$  и  $0_3^+$ ) полос. Отношения вероятностей  $E1$ -переходов из  $K^\pi = 0^-$ -полосы на уровне основной полосы известны до спина  $I = 15\hbar$  [10].

В работе [18] свойства состояний отрицательной четности в  $^{238}\text{U}$  были исследованы нами в рамках феноменологической модели [19–22] с учетом кориолисова смешивания полос с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$ . Были рассчитаны энергии уровней и структура состояний низколежащих октупольных полос. В такой же схеме были вычислены отношения вероятностей  $E1$ -переходов из состояний  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$ -полос на уровне основной полосы [20]. При этом было показано, что для улучшения описания экспериментальных энергий уровней  $K^\pi = 1^-$ -полосы и вероятностей  $E1$ -переходов из них необходимо учитывать также смешивание с полосами с основаниями  $K^\pi = 2^-$  и  $3^-$ .

В настоящей работе исследованы энергии и электрические свойства октупольных состояний  $^{238}\text{U}$  в рамках феноменологической модели [21], учитывая смешивание состояний низколежащих полос  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ . Вычислены энергии, приведенные вероятности дипольных электрических переходов из состояний октупольных полос на уровне основной и  $\beta$ -вибрационных полос.

Результаты расчетов энергий, вероятностей и их отношений сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Обсуждаются неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях и вероятностях  $E1$ -переходов.

<sup>1)</sup> Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан.

<sup>2)</sup> Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

\* E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

## 2. МОДЕЛЬ ЯДРА

Для изучения свойств низколежащих коллективных состояний в деформированных ядрах гамильтониан ядра выбираем в следующем виде:

$$H = H_{\text{rot}}(I^2) + H_{KK'}(I), \quad (1)$$

где

$$H_{KK'}(I) = \omega_K \delta_{KK'} - \omega_{\text{rot}}(I) (j_x)_{KK'} \chi(I, K) \delta_{KK' \pm 1}, \quad (2)$$

$$\chi(I, 0) = \frac{1}{2} [1 - (-1)^I]^{1/2},$$

$$\chi(I, 1) = \left[ 1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2},$$

$$\chi(I, 2) = \left[ 1 - \frac{6}{I(I+1)} \right]^{1/2}.$$

Здесь  $\omega_K$  — энергия оснований ротационных полос,  $\omega_{\text{rot}}(I)$  — угловая частота вращения остова,  $j_x$  — проекция внутреннего углового момента на ось  $x$ .

Волновую функцию ищем в виде

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{K'} \frac{\Psi_{K'K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \left\{ D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+ \right\} |0\rangle, \quad (3)$$

где  $\Psi_{K'K}^I$  — коэффициент смешивания ротационных полос;  $D_{MK}^I$  — функция Вигнера;  $b_{K'}^+$  — однофононные октупольные состояния, служащие основаниями полос отрицательной четности:  $b_{\lambda=3K}^+ |0\rangle = b_{K'}^+ |0\rangle$  с  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ .

Решая уравнение Шредингера

$$(H_{KK'}(I) - \varepsilon_{K'}(I)) \Psi_{KK'}^I = 0, \quad (4)$$

определяем собственные энергии и волновые функции состояний отрицательной четности. Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_K(I) = E_{\text{rot}}(I) + \varepsilon_K(I). \quad (5)$$

Энергию вращающегося остова  $E_{\text{rot}}(I)$  определяем, используя параметризацию Харриса [23]

$$E_{\text{rot}}(I) = \frac{1}{2} \mathfrak{I}_0 \omega_{\text{rot}}^2(I) + \frac{3}{4} \mathfrak{I}_1 \omega_{\text{rot}}^4(I), \quad (6)$$

$$\sqrt{I(I+1)} = \mathfrak{I}_0 \omega_{\text{rot}}(I) + \mathfrak{I}_1 \omega_{\text{rot}}^3(I), \quad (7)$$

где  $\mathfrak{I}_0$  и  $\mathfrak{I}_1$  — инерционные параметры вращающегося остова, которые определяются по наилучшему согласию вычисленных энергий уровней основной полосы с экспериментом. Далее, используя найденные значения параметров  $\mathfrak{I}_0$  и  $\mathfrak{I}_1$ , находим частоту вращения

остова  $\omega_{\text{rot}}(I)$ , решив кубическое уравнение (7). Действительное решение этого уравнения имеет вид

$$\omega_{\text{rot}}(I) = \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{I}_1} + \left[ \left( \frac{\mathfrak{I}_0}{3\mathfrak{I}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{I}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{I}_1} - \left[ \left( \frac{\mathfrak{I}_0}{3\mathfrak{I}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{I}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3}. \quad (8)$$

## 3. ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

В рамках данной модели для вероятностей  $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеем следующее выражение:

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I \pm 1)\text{gr}) = \left[ m_0 \Psi_{0K}^I C_{I0;10}^{(I \pm 1)0} - \sqrt{2} m_1 \Psi_{1K}^I C_{I1;1-1}^{(I \pm 1)0} \right]^2, \quad (9)$$

где коэффициенты  $m_0$  и  $m_1$  — это матричные элементы оператора  $E1$ -перехода между внутренними волновыми функциями оснований основной и октупольных полос (в данном случае полос с  $K^\pi = 0^-, 1^-$ ). Коэффициенты  $m_0$  и  $m_1$  — параметры модели. Их величины определяются по наилучшему согласию теоретических и экспериментальных значений приведенных вероятностей переходов и их отношений.

Выписав явно выражения для коэффициентов Клебша–Гордана, получим

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I-1)\text{gr}) = \left\{ -m_0 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \Psi_{0K}^I - m_1 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \Psi_{1K}^I \right\}^2, \quad (10)$$

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I+1)\text{gr}) = \left\{ m_0 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \Psi_{0K}^I - m_1 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \Psi_{1K}^I \right\}^2. \quad (11)$$

Отношения вероятностей  $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеют вид:

$$R_{IK} = \frac{B(E1; IK \rightarrow (I+1)\text{gr})}{B(E1; IK \rightarrow (I-1)\text{gr})} = \frac{\left| \Psi_{0K}^I \sqrt{I+1} - Z \Psi_{1K}^I \sqrt{I} \right|^2}{\left| \Psi_{0K}^I \sqrt{I} + Z \Psi_{1K}^I \sqrt{I+1} \right|^2}, \quad (12)$$

где  $Z = m_1/m_0$ .

Таблица 1. Параметры модели

$\omega_0$ , МэВ	$\omega_1$ , МэВ	$\omega_2$ , МэВ	$\omega_3$ , МэВ	$(j_x)_{01}$	$(j_x)_{12}$	$(j_x)_{23}$	$\mathfrak{J}_0, \hbar^2/\text{МэВ}$	$\mathfrak{J}_1, \hbar^4/\text{МэВ}^3$
0.670	0.915	1.081	1.695	2.11	1.0132	2.1311	74.624	372.97

**Примечание.**  $\omega_K$  — энергии оснований полос с  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ ;  $(j_x)_{KK\pm 1}$  — матричные элементы кориолисова взаимодействия;  $\mathfrak{J}_0$  и  $\mathfrak{J}_1$  — инерционные параметры вращающегося остова.

#### 4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты проводились для ядра  $^{238}\text{U}$  с учетом смешивания состояний ротационных полос с  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ . При вычислении энергий состояний модельными параметрами являются энергии оснований полос  $\omega_K$  и матричные элементы  $(j_x)_{KK\pm 1}$ , описывающие кориолисово смешивание ротационных полос. Значения параметров определялись по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия вычисленных и экспериментальных энергий.

В работах [24–28] в рамках настоящей модели нами исследовались свойства ротационных состояний положительной четности ядер редкоземельной области. При этом инерционные параметры вращающегося остова  $\mathfrak{J}_0$  и  $\mathfrak{J}_1$  определялись по двухпараметрической формуле Харриса [23], используя экспериментальные энергии основной полосы до спина  $I \leq 8\hbar$ . В настоящей работе, чтобы улучшить описание энергий состояний октупольных полос, нам пришлось варьировать параметры  $\mathfrak{J}_0$  и  $\mathfrak{J}_1$ , определенные вышеописанным методом. Используемые в расчетах значения параметров модели приведены в табл. 1.

В табл. 2 мы представили не только экспериментальные и теоретические энергии  $E_K(I)$  состояний октупольных полос  $K^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$ , но и слагаемые полных теоретических энергий уровней: вращательную энергию  $E_{\text{rot}}(I)$  и внутреннюю энергию  $\epsilon_K(I)$ , а также угловую частоту вращения  $\omega_{\text{rot}}(I)$ . Кроме того, в табл. 2 приведены результаты расчетов энергий октупольных полос из работы [14], где ядро  $^{238}\text{U}$  рассматривалось как двухъядерная система, состоящая из ядра  $^{208}\text{Pb}(3^-)$  в возбужденном состоянии  $3^-$  и  $^{30}\text{Ne}$ .

Для удобства сравнения теоретические и экспериментальные октупольные полосы состояний с  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$  изображены также на рис. 1. Как видно из табл. 1 и рис. 1, наши расчеты хорошо описывают экспериментальные энергии ротационных уровней полосы  $K^\pi = 0^-$ . Расхождение теории и эксперимента достигает 100 кэВ только при спине  $I = 30\hbar$ . Результаты работы [14] несколько хуже. Хотя энергия основания полосы в [14] несколько выше экспериментальной, уже уровень  $I^\pi = 7^-$  оказывается ниже экспериментального, и с дальнейшим ростом спина  $I$  расхождение теории [14] с экспериментом продолжает увеличиваться.

Более внимательного рассмотрения требует полоса  $K^\pi = 1^-$ . Согласно [6] этой полосе принадлежат состояния с четными спинами  $I^\pi = 2^- - 28^-$ . В спра-

вочнике [16] в качестве основания полосы указан уровень  $E_x = 930.8$  кэВ,  $I^\pi = 1^-$ . Авторы [14] также рассматривали это состояние как основание для полосы  $K^\pi = 1^-$ . Кроме того, в работе [14] к полосе  $K^\pi = 1^-$  были отнесены состояния с нечетными спинами  $I^\pi = 3^- - 25^-$  и энергиями от 0.998 до 4.393 МэВ (см. табл. 2). Все эти уровни наблюдались в реакциях кулоновского возбуждения. Следует подчеркнуть, что нечетные спины уровней  $I^- \geq 7^-$  определены ориентировочно, а уровень  $I^- = (5^-)$  с энергией  $E_x = 1.286$  МэВ, указанный в [14] и [15], в последнюю компиляцию оцененных данных для  $^{238}\text{U}$  [6] не включен. Тем не менее, имея в виду сравнение наших результатов с результатами [14], мы включили уровни с нечетными спинами в табл. 2 и рис. 1. Результаты наших расчетов указывают, что состояния с нечетными спинами  $I^\pi = 3^- - 25^-$  и энергиями от 0.998 до 4.393 МэВ относятся к полосе  $K^\pi = 2^-$ , а не к полосе  $K^\pi = 1^-$  как считают авторы [14] (см. табл. 2 и рис. 1).

Структура полосы  $K^\pi = 1^-$ , как можно видеть в табл. 2 и на рис. 1, довольно необычна. До спина  $I^\pi = 10^-$  порядок уровней не нарушается и полоса формируется парами близко расположенных состояний с нечетным и четным спином. Начиная со спина  $I^\pi = 11^-$  нарушается последовательность уровней. Т.е. четно-нечетное расщепление уровней в полосе  $K^\pi = 1^-$  проявляется сильнее. Этот эффект более ярко виден на следующих рисунках. На рис. 2а и 2б изображены зависимости внутренней энергии состояний  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ -полос от углового момента  $I$ . Как видно из рис. 2б, начиная со спина  $I^\pi = 11^-$  энергии нечетных состояний  $K^\pi = 2^-$  полосы становятся меньше, чем энергии полосы с  $K^\pi = 1^-$ . Таким образом, при  $I^\pi = 11^-$  происходит пересечение полос, построенных на основаниях  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$  (см. рис. 2б и табл. 2). В поведении  $\epsilon_K(I)$  полос  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$  наблюдается четно-нечетное смещение.

На рис. 3а–3в представлены структуры нечетных состояний  $K^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$  полос соответственно. В полосе  $K^\pi = 0^-$  для коэффициентов смешивания  $\psi_{K0}(I)$  наблюдается монотонная зависимость от углового момента  $I$  (см. рис. 3а). Но в полосах  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$  для  $\psi_{K,1}(I)$  и  $\psi_{K,2}(I)$  наблюдаются немонотонные зависимости от  $I$  (см. 3б и 3в). Этот эффект должен заметно проявляться в вероятностях переходов.

Известный интерес представляет сравнение теоретического и экспериментального эффективных моментов инерции  $\mathfrak{J}_{\text{eff}}^{\text{theor}}$  и  $\mathfrak{J}_{\text{eff}}^{\text{exp}}$ . Эффективный момент инерции определяется следующим образом:

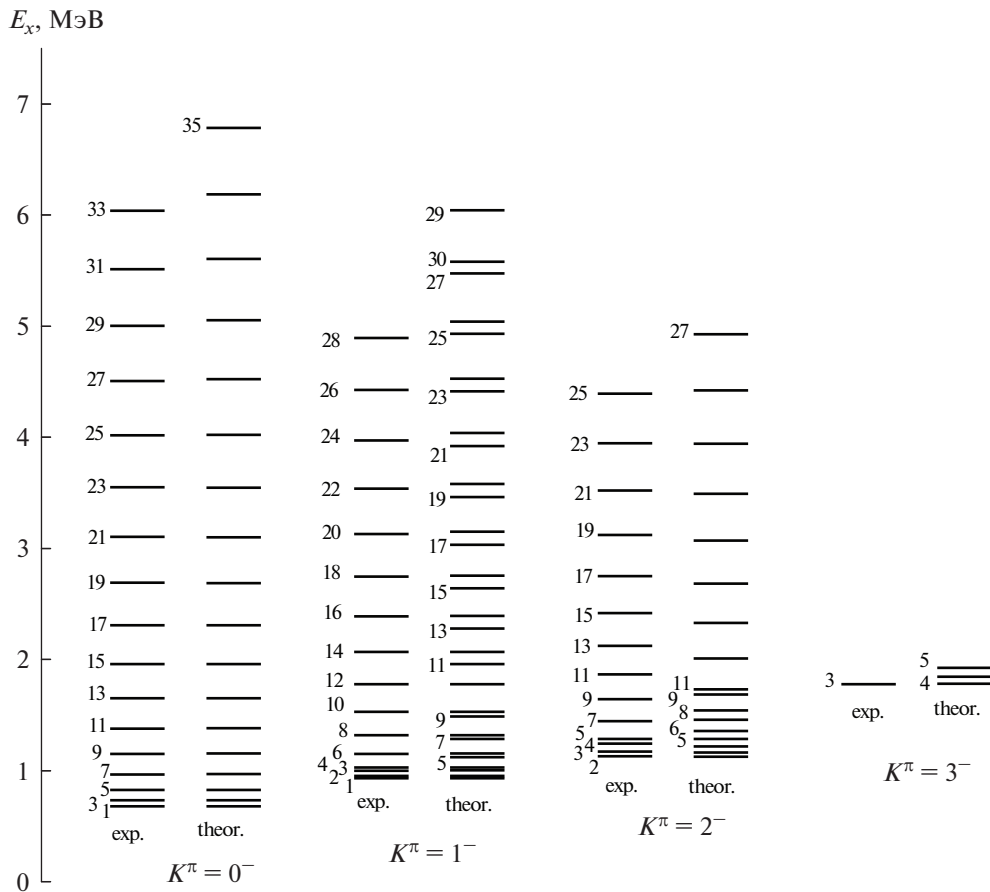
**Таблица 2.** Энергетические характеристики возбужденных состояний полос с  $K^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$  (теория и эксперимент)

$I^\pi$	$\omega_{\text{rot}}(I),$ МэВ	$E_{\text{rot}}(I),$ МэВ	$E_0(I), \text{МэВ}$			$E_1(I), \text{МэВ}$			$E_2(I), \text{МэВ}$	
			$K^\pi = 0^-$			$K^\pi = 1^-$			$K^\pi = 2^-$	
			эксп. [6]	теория		эксп. [6]	теория		эксп. [15]	теория
[14]	настоя- щая работа	[14]		настоя- щая работа	настоя- щая работа					
1 <sup>-</sup>	0.019	0.013	0.680	0.733	0.680	0.931	0.878	0.932	—	—
2 <sup>-</sup>	0.033	0.040	—	—	—	0.950	0.879	0.951	1.128	1.125
3 <sup>-</sup>	0.046	0.080	0.732	0.740	0.732	0.998	0.996	1.002	1.169	1.165
4 <sup>-</sup>	0.059	0.133	—	—	—	1.028	0.959	1.029	1.242	1.215
5 <sup>-</sup>	0.072	0.198	0.826	0.797	0.827	—	1.162	1.122	1.286	1.283
6 <sup>-</sup>	0.084	0.277	—	—	—	1.151	1.087	1.152	—	1.355
7 <sup>-</sup>	0.096	0.367	0.966	0.908	0.967	—	1.365	1.285	1.446	1.457
8 <sup>-</sup>	0.108	0.469	—	—	—	1.318	1.263	1.318	—	1.543
9 <sup>-</sup>	0.119	0.582	1.151	1.072	1.152	—	1.606	1.487	1.644	1.685
10 <sup>-</sup>	0.130	0.706	—	—	—	1.528	1.487	1.527	—	1.779
11 <sup>-</sup>	0.140	0.841	1.379	1.287	1.380	—	1.885	1.960	1.866	1.729
12 <sup>-</sup>	0.150	0.987	—	—	—	1.778	1.754	1.776	—	2.057
13 <sup>-</sup>	0.160	1.142	1.649	1.547	1.650	—	2.201	2.280	2.122	2.010
14 <sup>-</sup>	0.170	1.307	—	—	—	2.066	2.062	2.066	—	—
15 <sup>-</sup>	0.179	1.482	1.959	1.850	1.959	—	2.551	2.639	2.418	2.327
16 <sup>-</sup>	0.188	1.665	—	—	—	2.389	2.407	2.393	—	—
17 <sup>-</sup>	0.197	1.858	2.307	2.191	2.306	—	2.932	3.034	2.751	2.681
18 <sup>-</sup>	0.205	2.058	—	—	—	2.744	2.784	2.755	—	—
19 <sup>-</sup>	0.213	2.268	2.689	2.565	2.687	—	3.340	3.463	3.120	3.069
20 <sup>-</sup>	0.221	2.484	—	—	—	3.128	3.190	3.152	—	—
21 <sup>-</sup>	0.228	2.710	3.104	2.969	3.101	—	3.772	3.923	3.521	3.490
22 <sup>-</sup>	0.236	2.941	—	—	—	3.538	3.620	3.580	—	—
23 <sup>-</sup>	0.243	3.181	3.548	3.397	3.546	—	4.225	4.413	3.947	3.941
24 <sup>-</sup>	0.250	3.428	—	—	—	3.971	4.071	4.039	—	—
25 <sup>-</sup>	0.257	3.681	4.017	3.847	4.021	—	4.695	4.930	4.393	4.421
26 <sup>-</sup>	0.264	3.941	—	—	—	4.424	4.539	4.526	—	—
27 <sup>-</sup>	0.270	4.208	4.504	—	4.524	—	—	5.474	—	4.929
28 <sup>-</sup>	0.277	4.482	—	—	—	4.895	—	5.040	—	—
29 <sup>-</sup>	0.283	4.761	5.003	—	5.053	—	—	6.042	—	—
30 <sup>-</sup>	0.289	5.047	—	—	—	—	—	5.580	—	—
31 <sup>-</sup>	0.295	5.338	5.513	—	5.607	—	—	—	—	—
32 <sup>-</sup>	0.300	5.636	—	—	—	—	—	—	—	—
33 <sup>-</sup>	0.306	5.939	6.037	—	6.185	—	—	—	—	—
34 <sup>-</sup>	0.311	6.247	—	—	—	—	—	—	—	—
35 <sup>-</sup>	0.317	6.561	—	—	6.786	—	—	—	—	—

$$\mathfrak{Z}_{\text{eff}}(I) = \frac{2\sqrt{I(I+1)}}{E(I+1) - E(I-1)}, \quad (13)$$

где  $E(I)$  — энергия уровня полосы со спином  $I$ . Если в (13) энергии уровней экспериментальные, то

получаем экспериментальный эффективный момент инерции  $\mathfrak{Z}_{\text{eff}}^{\text{exp}}$ . Если же в (13) использованы теоретические энергии уровней, то получаем  $\mathfrak{Z}_{\text{eff}}^{\text{theor}}$ . Эффективные значения экспериментальных и теоретических моментов инерции  $K^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$ -полос  $\mathfrak{Z}_{\text{eff}}^{\text{exp}}$



**Рис. 1.** Сравнение теоретических и экспериментальных энергий состояний полос отрицательной четности с  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ .

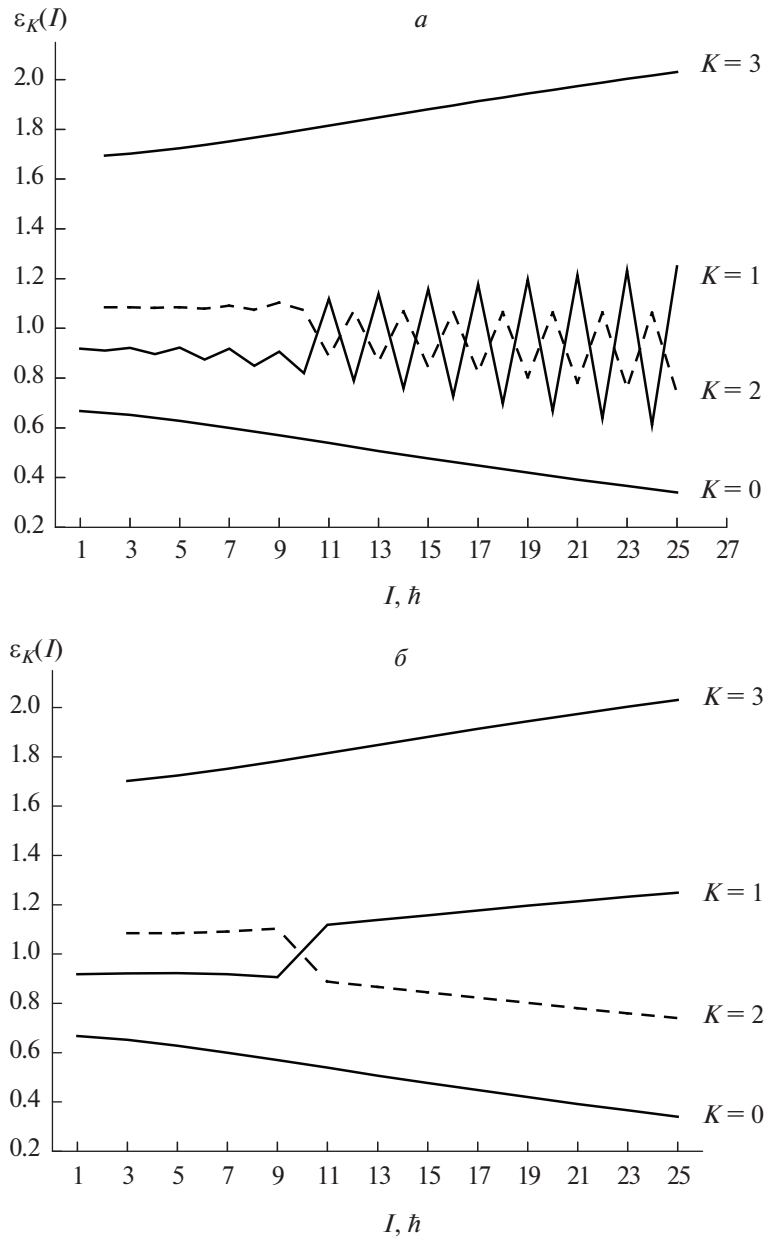
и  $\mathfrak{I}_{\text{eff}}^{\text{theop}}$  как функций частоты вращения ядра  $\omega_{\text{rot}}(I)$  представлены на рис. 4а–4в соответственно. Здесь же приведен момент инерции остова  $\mathfrak{I}_{\text{core}}(I) = \mathfrak{I}_0 + \mathfrak{I}_1 \omega_{\text{rot}}^2(I)$ .

Экспериментальные эффективные моменты инерции  $K^\pi = 0^-$ - и  $1^-$ -полос всегда больше момента инерции остова  $\mathfrak{I}_{\text{core}}$ . Учет смешивания четырех полос  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$  увеличивает эффективные значения теоретических моментов инерции  $K^\pi = 0^-$  и  $K^\pi = 1^-$  полос относительно момента инерции остова  $\mathfrak{I}_{\text{core}}$ . На рис. 4а и 4б видно, что при высокой частоте вращения экспериментальный момент инерции растет заметно быстрее теоретического. Расхождения между экспериментальными и теоретическими значениями энергий уровней и моментов инерции связаны с тем, что при высокой энергии возбуждения вращение ядра начинает заметно влиять на его внутреннюю структуру, что в нашей модели не учитывается. Моменты инерции  $K^\pi = 2^-$ -полосы близки моменту инерции остова, и в точке пересечения полос между эффективным и теоретическим моментами инерции наблюдается расхождение (см. рис. 4в).

Перейдем к обсуждению вероятностей  $E1$ -переходов и их отношений. Наилучшее согласие

между теоретическим и экспериментальными значениями вероятностей  $E1$ -переходов и их отношений было получено при значениях  $m_0 = 0.2126 e \text{ fm}$  и  $m_1 = 0.0044 e \text{ fm}$ .

Отношения приведенных вероятностей  $E1$ -переходов  $R_{IK}(12)$  из состояний полос с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  на уровни основной полосы изображены на рис. 5а и 5б как функции спина  $I$ . Здесь же даны их экспериментальные значения [6, 10] и предсказания адиабатического подхода (правила Алаги). Экспериментальные значения отношений  $R_{I0}^{\text{exp}}$  для состояний полосы с  $K^\pi = 0^-$  известны для спинов  $I \leq 15\hbar$  [10], а для полосы  $K^\pi = 1^-$  только для  $I = 1\hbar$  и  $3\hbar$ . Учитывая значительные погрешности в экспериментальных данных, описание экспериментальных отношений  $R_{I0}^{\text{exp}}$  нашей моделью можно признать удовлетворительным. Заметим, что для полосы  $K^\pi = 0^-$  неадиабатические поправки оказались невелики и рассчитанные нами значения  $R_{I0}$  близки к полученным по формулам Алаги. Заметная разница значений  $R_{I0}$  и  $R_{I0}^{\text{exp}}$  для  $I = 1\hbar$ , возможно, объясняется выстраиванием внутреннего углового момента  $j_x$ . В работе [19] было показано, что в ядрах трансуранов эффект выстраивания  $j_x$  при низких значениях спина заметно влияет на энергии



**Рис. 2.** *a* — Спиновая зависимость внутренней энергии  $\varepsilon_K(I)$ . *б* — Спиновая зависимость внутренней энергии  $\varepsilon_K(I)$  для состояний с нечетными спинами.

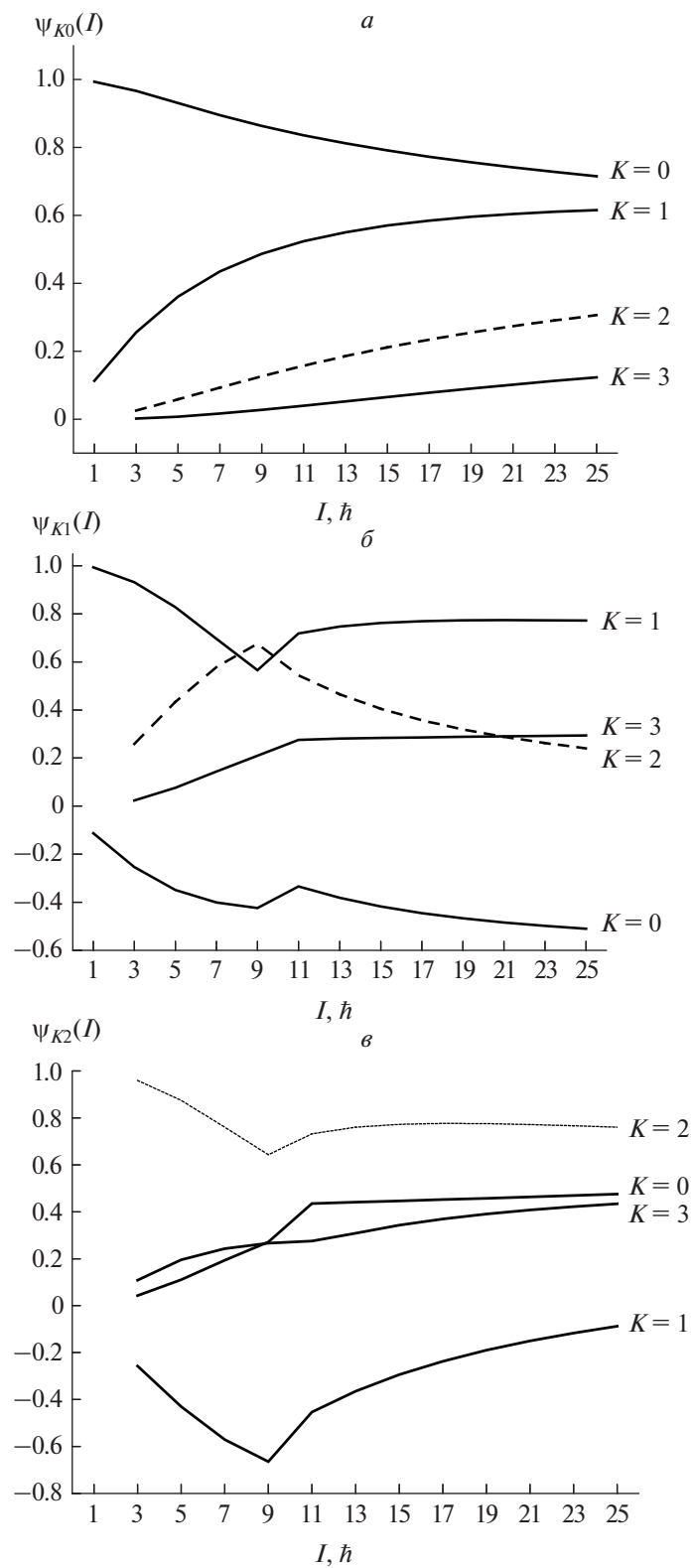
и электрические свойства октупольных состояний. В настоящих расчетах эффект выстраивания не учитывался.

В отличие от  $K^\pi = 0^-$ -полосы в полосе  $K^\pi = 1^-$  адиабатические значения отношений  $R_{I1}^A$  медленно растут с увеличением спина  $I$ , в то время как рассчитанные нами  $R_{I1}$  уменьшаются с ростом  $I$  и при этом оказываются в несколько раз больше последних, особенно при малых спинах. Хотя экспериментальная информация об отношениях  $R_{I1}^{\text{exp}}$  явно недостаточна для окончательных выводов.

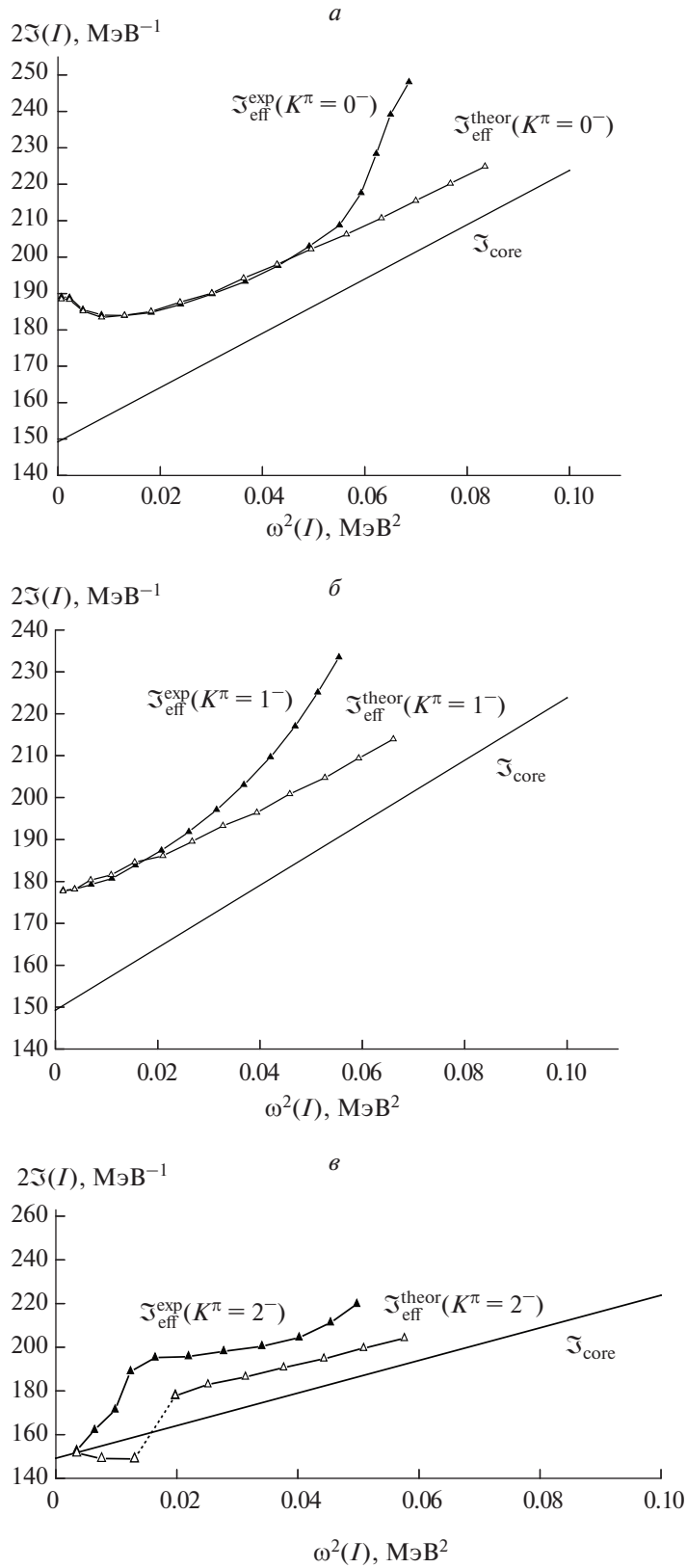
Анализ структуры волновых функций и параметров  $m_0$  и  $m_1$  показывает следующее: примесь состояний

полосы  $K^\pi = 0^-$  в структуре состояний полосы  $K^\pi = 1^-$ , определяемая амплитудой  $\psi_{01}^I$ , мала, но матричный элемент  $m_0$  оказывается на два порядка больше  $m_1$  (см. (12)), что и вызывает существенное отклонение отношения  $R_{I1}$  от адиабатической оценки.

Имеются также экспериментальные данные и об абсолютных значениях вероятностей  $E1$ -переходов с полосы  $K^\pi = 0^-$  на  $0^+$ - и  $2^+$ -уровни основной полосы и на  $2^+$ -уровни  $\beta$ -полос  $0_2^+$  и  $0_3^+$ . Теоретические и экспериментальные значения приведенных вероятностей представлены в табл. 3. Кроме того, мы привели в табл. 3 теоретические значения приведенных вероятностей  $E1$ -переходов с полосы  $K^\pi = 1^-$  —

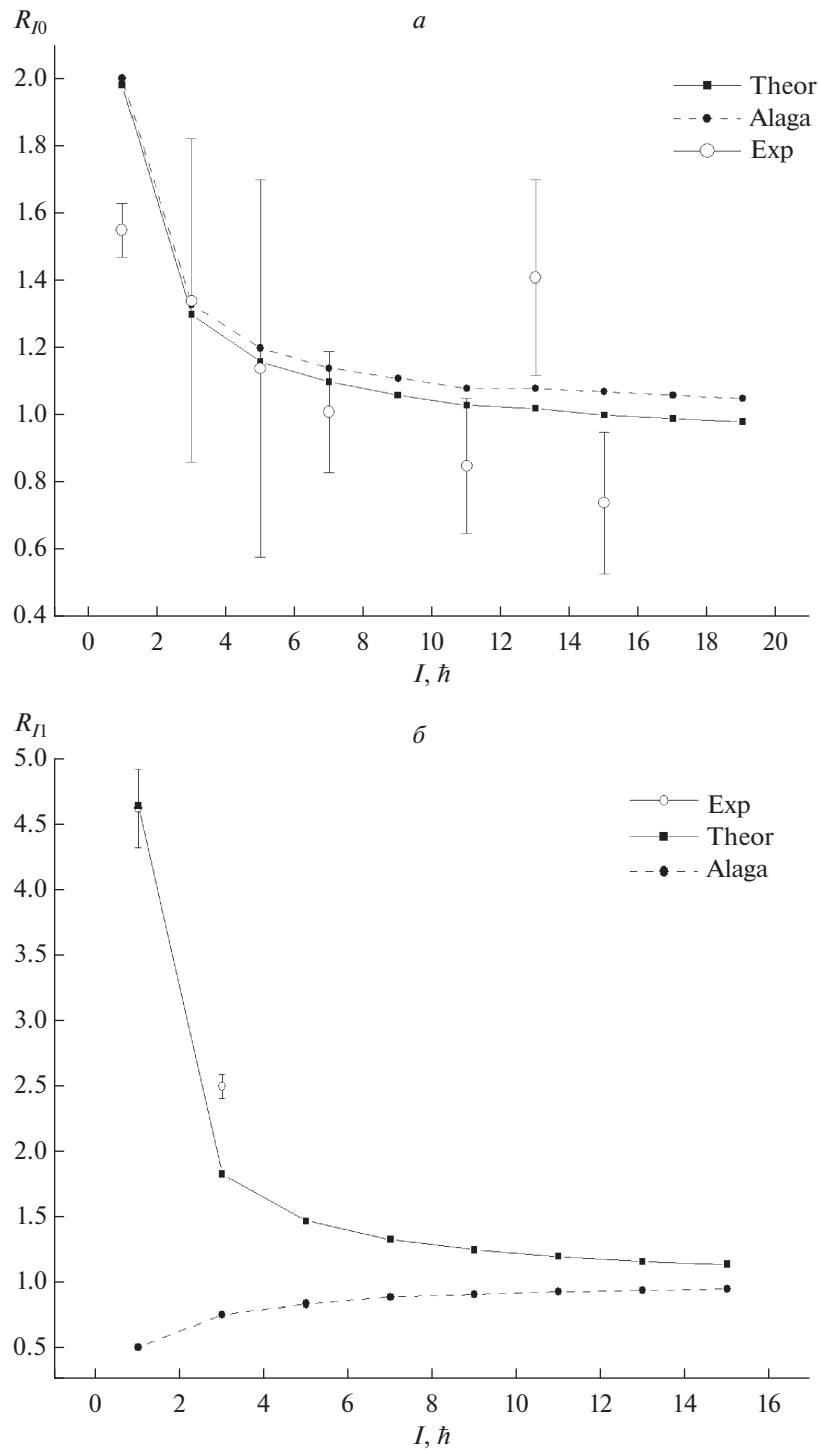


**Рис. 3.** *a* — Структура состояний  $K^\pi = 0^-$ -полосы. *b* — Структура состояний  $K^\pi = 1^-$ -полосы с нечетными спинами. *v* — Структура состояний  $K^\pi = 2^-$ -полосы с нечетными спинами.



**Рис. 4.** Зависимость момента инерции от квадрата частоты вращения для  $K^\pi = 0^-$ -полосы  $^{238}\text{U}$  (*a*), для полосы с  $K^\pi = 1^-$  (*б*) и для полосы с  $K^\pi = 2^-$  (*в*).  $\mathfrak{J}_{\text{eff}}^{\text{exp}}(K)$  и  $\mathfrak{J}_{\text{eff}}^{\text{theor}}(K)$  — эффективные значения экспериментальных и теоретических моментов инерции  $0^-$ -полосы;  $\mathfrak{J}_{\text{core}}$  — момент инерции вращающегося остова.





**Рис. 5.** *a* — Спиновая зависимость вычисленных и экспериментальных [10] значений отношений вероятностей  $E1$ -переходов  $R_{IK}$  из состояний октупольной  $K^\pi = 0^-$ -полосы. *b* — Спиновая зависимость вычисленных и экспериментальных [6] значений отношений вероятностей  $E1$ -переходов  $R_{IK}$  из состояний октупольной  $K^\pi = 1^-$ -полосы.

$B(E1; 11^- \rightarrow 0gr, 2gr)$ . Рассчитанные приведенные вероятности переходов с полосы  $K^\pi = 0^-$  на основную полосу близки к экспериментальным значениям. Что касается вероятностей переходов с полосы  $K^\pi = 1^-$  на основную, то они оказались на порядок меньше. Причина этого та же, что для величин

$R_{I1}$  (см. выше): соотношение матричных элементов  $E1$ -оператора между основаниями основной и октупольных полос  $m_0$  и  $m_1$  таково, что  $m_0 \gg m_1$  и отношение  $Z = 0.021$  (см. (10), (11)). Экспериментальные значения  $B(E1; 11^- \rightarrow 0gr, 2gr)$  не известны. Соответствующие экспериментальные данные, рав-

**Таблица 3.** Приведенные вероятности  $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной и  $\beta$ -вибрационных полос

$I_i K_i^-$	$I_f K_f^+$	$B(E1; I_i K_i^- \rightarrow I_f K_f^+) e^2 \text{Фм}^2$	
		эксп. [6]	теор.
$10_1^-$	$00_1^+$	0.0174(60)	0.015
$10_1^-$	$20_1^+$	0.027(10)	0.030
$11_1^-$	$00_1^+$	—	$1.1 \times 10^{-4}$
$11_1^-$	$20_1^+$	—	$4.9 \times 10^{-4}$
$10_1^-$	$20_2^+$	$4.6 \times 10^{-4}(2)$	$5.9 \times 10^{-4}$
$30_1^-$	$20_2^+$	$6.2 \times 10^{-4}(3)$	$4.6 \times 10^{-4}$
$10_1^-$	$20_3^+$	$4.1 \times 10^{-4}(5)$	$4.9 \times 10^{-4}$
$30_1^-$	$20_3^+$	$3.6 \times 10^{-4}(5)$	$3.1 \times 10^{-4}$

но как и любые независимые оценки этих вероятностей, представляются интересными в свете нашего предсказания. Заметим, что схожая ситуация имеет место для  $E1$ -переходов с полосы  $K^\pi = 1^-$  в ядре  $^{156}\text{Gd}$ , где согласно нашим расчетам  $Z = 0.037$  [5].

Обратимся к данным о вероятностях  $E1$ -переходов с октупольных полос на уровни полос  $0_2^+$  и  $0_3^+$ . Соответствующая формула для вероятностей  $E1$ -переходов из октупольных состояний  $IK^-$  на уровни  $\beta$  ( $K^\pi = 0_{2,3}^+$ ) вибрационных полос ( $(I \pm 1)K^+$  имеет следующий вид:

$$B(E1; IK^- \rightarrow (I \pm 1)K^+) = \left[ \Psi_{\text{gr}K^+}^I (m_0 \Psi_{0K^-}^I - C_{I0;10}^{(I \pm 1)0} - \sqrt{2} m_1 \Psi_{1K^-}^I - C_{I1;1-1}^{(I \pm 1)0}) \right]^2. \quad (14)$$

Формула (14) предполагает смешивание основной и  $\beta$ -полос из-за кориолисова взаимодействия. Множитель  $\Psi_{\text{gr}K^+}^I$  — это компонента основной полосы в состояниях  $\beta$ -полос. Для полосы  $0_2^+$   $\Psi_{\text{gr}0_2^+}^2 = 0.1556$ , для полосы  $0_3^+$   $\Psi_{\text{gr}0_3^+}^2 = 0.1285$ . Хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений факторов  $B(E1; IK^- \rightarrow (I \pm 1)K^+)$  в табл. 3 показывает, что наше предположение, объясняющее вероятности переходов из октупольной полосы  $K^\pi = 0^-$  на полосы  $K^\pi = 0_{2,3}^+$  смешиванием последних с полосой основного состояния вполне обоснованно.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы энергии и электрические свойства ротационных октупольных полос ядра  $^{238}\text{U}$  в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание. Рассчитаны энергии уровней полос  $K^\pi = 0^-$ ,  $K^\pi = 1^-$  и  $K^\pi = 2^-$ , приведенные вероятности  $E1$ -переходов и их отношения  $R_{I0}$  и  $R_{I1}$ . Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, а также другими моделями. Модель хорошо воспроизводит экспериментальные энергии состояний полосы  $K^\pi = 0^-$  и вероятности  $E1$ -переходов из них на состояния полос по-

ложительной четности. Что касается полос  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$ , то здесь ситуация сложная. При малых значениях спина состояния полосы  $K^\pi = 1^-$  расположены ниже состояний полосы  $K^\pi = 2^-$ . Однако, начиная со спина  $I^\pi = 11^-$ , ситуация меняется: энергии уровней с нечетными спинами полосы  $K^\pi = 2^-$  оказываются меньше энергий соответствующих уровней полосы  $K^\pi = 1^-$ . Таким образом, при  $I^\pi = 11^-$  происходит пересечение полос, построенных на основаниях  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$ . Результаты наших расчетов указывают, что состояния с нечетными спинами  $I^\pi = 3^- - (25^-)$  и энергиями от 0.998 до 4.393 МэВ относятся к полосе  $K^\pi = 2^-$ , а не к полосе  $K^\pi = 1^-$  как считают авторы [14].

Выяснена причина существенного отклонения от адиабатического поведения отношений  $R_{I1}^{\text{exp}}$  для полосы  $K^\pi = 1^-$ , наблюдающегося несмотря на то, что примесь полосы  $K^\pi = 0^-$  в структуре состояний полосы  $K^\pi = 1^-$ , определяемая амплитудой  $\Psi_{01}^I$ , мала. За этот эффект оказался ответственным матричный элемент  $m_0$  (см. (9)), связывающий основания основной и  $K^\pi = 0^-$ -полос. Величина  $m_0$  оказывается на два порядка больше величины матричного элемента  $m_1$ , что и вызывает сильные отклонения от правила Алаги.

В нашей модели  $E1$ -переходы с октупольных уровней на состояния  $\beta$ -вибрационных полос возникают из-за примеси основной полосы в данных состояниях. Из известных экспериментальных результатов для  $E1$ -переходов на состояния  $\beta$ -вибрационных полос эмпирическим путем нами были оценены численные значения этих компонентов, которые для состояний  $I = 2$  составляют около 2% от общей суммы весов смешивающихся полос.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Spagnoletti et al., Phys. Rev. C **105**, 024323 (2022).
2. M. M. R. Chishti, D. O' Donnell, G. Battaglia, M. Bowry, D. A. Jaroszynski, B. S. Nara Singh, M. Scheck, P. Spagnoletti, and J. F. Smith, Nature Physics **16**(8), 853 (2020).

3. В. И. Куприков, В. Н. Тарасов, *ЯФ* **84**, 482 (2021) [V. I. Kuprikov and V. N. Tarasov, *Phys. At. Nucl.* **84**, 796 (2021)].
4. М. С. Надырбеков, С. Н. Кудиратов, О. А. Бозаров, *ЯФ* **85**, 425 (2022) [M. S. Nadirbekov, S. N. Kudirатов, and O. A. Bozarov, *Phys. At. Nucl.* **85**, 567 (2022)].
5. П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишоннов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **86**, 1112 (2022) [P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, and A. N. Nishonov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **86**, 918 (2022)].
6. E. Browne and J. K. Tuli, *Nucl. Data Sheets* **127**, 191 (2015).
7. V. G. Soloviev and P. Vogel, *Phys. Lett.* **6**, 126 (1963).
8. В. Г. Соловьев, П. Фогель, А. А. Корнейчук, *Изв. РАН. Сер. физ.* **28**, 1599 (1964).
9. A. Faessler and A. Plastino, *Z. Phys.* **203**, 333 (1967).
10. D. Ward, H. R. Andrews, G. C. Ball, et al., *Nucl. Phys. A* **600**, 88 (1996).
11. K. Abu Saleem, R. V. F. Janssens, M. P. Carpenter, F. G. Kondev, I. Wiedenhover, I. Ahmad, J. Caggiano, P. Chowdhury, J. A. Cizewski, D. Cline, M. Devlin, N. Fotiadis, J. P. Greene, G. Hackman, A. Heinz, T. L. Khoo, et al., *Phys. Rev. C* **70**, 024310 (2004).
12. S. Zhu, R. V. F. Janssens, G. J. Lane, I. Wiedenhover, M. P. Carpenter, I. Ahmad, A. P. Byrne, P. Chowdhury, D. Cline, A. N. Deacon, G. D. Dracoulis, S. J. Freeman, N. J. Hammond, G. D. Jones, T. L. Khoo, F. G. Kondev, et al., *Phys. Lett. B* **618**, 51 (2005).
13. M. Bender, P. H. Heenen, and P. Bonche, *Phys. Rev. C* **70**, 054304 (2004).
14. B. Buck, A. C. Merchant, and S. M. Perez, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **34**, 1985 (2007).
15. F. T. Chukreev, V. E. Makarenko, and M. J. Martin, *Nucl. Data Sheets* **97**, 135 (2002).
16. Р. Б. Бегжанов, В. М. Беленький, И. И. Залюбовский, *Справочник по ядерной физике (Фан, Ташкент, 1989)*, т. 1, 2.
17. E. V. Mardymban, T. M. Shneidman, E. A. Kolganova, P. V. Dzholos, *ЯФ* **83**, 54 (2020) [E. V. Mardymban, T. M. Shneidman, E. A. Kolganova, and P. V. Jolos, *Phys. At. Nucl.* **83**, 53 (2020)].
18. П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишоннов, С. Б. Бокиев, *Uzbek J. Phys.* **24**(2), 99 (2022).
19. И. Н. Михайлов, Р. Х. Сафаров, П. Н. Усманов, Ш. Бриансон, *ЯФ* **38**, 297 (1983).
20. П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишоннов, *Тр. Международной научно-практической конференции “Интеграция науки, образования и производства – залог прогресса и процветания”*, Навои, Республика Узбекистан, 2022.
21. П. Н. Усманов, А. А. Солнышкин, А. И. Вдовин, У. С. Салихбаев, *ЯФ* **77**, 1408 (2014) [P. N. Usmanov, A. A. Solnyshkin, A. I. Vdovin, and U. S. Salikhbaev, *Phys. At. Nucl.* **77**, 1343 (2014)].
22. К. Я. Громов, П. Н. Усманов, А. Х. Холматов, Т. А. Исламов, Ю. С. Бутабаев, Р. А. Ниязов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **56**, 36 (1992).
23. S. M. Harries, *Phys. Rev.* **138**, 509 (1965).
24. П. Н. Усманов, А. А. Охунов, У. С. Салихбаев, А. И. Вдовин, *Письма в ЭЧАЯ* **7**, 306 (2010) [P. N. Usmanov, A. A. Okhunov, U. S. Salikhbaev, and A. I. Vdovin, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **7**, 185 (2010)].
25. A. A. Okhunov, P. N. Usmanov, Torla. H. J. Hassana, and Moh'd Hk. M. Abu El Sheikh, 6th International Conference on Functional Materials & Devices (ICFMD 2017), *Materials Today: Proceedings*, **17**, 424 (2019).
26. P. N. Usmanov and E. K. Yusupov, *IJUM Engineering Journal* **21**, 167 (2021).
27. П. Н. Усманов, Э. К. Юсупов, У. С. Салихбаев, А. И. Вдовин, *Письма в ЭЧАЯ* **19**, 509 (2019) [P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, E. K. Yusupov, and U. S. Salikhbaev, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **16**, 706 (2019)].
28. P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, and E. K. Yusupov, *Act. Phys. Pol. B Proc. Suppl.* **14**, 787 (2021).

## PROPERTIES OF OCTUPOLE STATES $^{238}\text{U}$

P. N. Usmanov<sup>1,2)</sup>, A. I. Vdovin<sup>2)</sup>, A. N. Nishonov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> *Namangan Engineering-Technology Institute, Uzbekistan*

<sup>2)</sup> *Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

The energies and electrical properties of the octupole states of the  $^{238}\text{U}$  nucleus are studied within the framework of a phenomenological model considering the Coriolis mixing of rotational bands. Mixing of the low-lying negative parity bands is considered. The energies, the structures of states of rotational bands with  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$  and the reduced probabilities of  $E1$  transitions are calculated. Theoretical energy values and  $E1$ -transitions' probabilities are compared with the experimental data. Good agreement between experimental data and theoretical results is obtained.