

УДК 539.142

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГИЙ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОСТОЯНИЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ ЯДРА ^{156}Gd

© 2022 г. П. Н. Усманов^{1, *}, А. И. Вдовин², А. Н. Нишонов¹

¹Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан

²Международная межправительственная организация “Объединенный институт ядерных исследований”,
Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

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

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

В рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово взаимодействие состояний ротационных полос, исследуются свойства состояний отрицательной четности ядра. Рассматривается смешивание состояний октупольных полос на основаниях с ^{156}Gd . Рассматривается смешивание состояний октупольных полос на основаниях с $K^\pi = 0^-, 1^-$. Для вычисления энергий, волновых функций и вероятностей $E1$ -переходов получены аналитические выражения. Вычисленные значения энергий и отношений вероятностей $E1$ -переходов хорошо согласуются с экспериментом.

DOI: 10.31857/S0367676522080257

ВВЕДЕНИЕ

По совокупности экспериментальных данных можно предположить, что в ядре ^{156}Gd обнаружены все или почти все уровни до энергии возбуждения 2 МэВ. Соответствующие экспериментальные данные оценены и систематизированы в работе [1]. Экспериментально известны развитые ротационные полосы с положительной четностью. В работах [2–5] нами проведены теоретические исследования состояний положительной четности этого ядра и обсуждены эффекты неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях и электромагнитных характеристиках состояний полос. В спектре ^{156}Gd выделены четыре ротационные полосы отрицательной четности с квантовыми числами оснований $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- . Нижайшая из указанных четырех полос – полоса с основанием $K^\pi = 1^-$ и энергией $E_x = 1.2425$ МэВ. Эта полоса прослежена до спина $I^\pi = 25^-$, в ней нарушена последовательность уровней с четными и нечетными спинами. Неадиабатичность видна также и в отношениях вероятностей $E1$ -переходов с уровнем этой полосы на уровне основной полосы. В полосе с $K^\pi = 0^-$ и энергией основания 1.3665 МэВ известны три уровня с $I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$. Две другие полосы построены на основаниях с

$K^\pi = 2^-$ и энергиями 1.7805 МэВ и 1.9342 МэВ, в них известны по три уровня: $I^\pi = 2^-, 3^-, 4^-$.

В работе [6] рассматривалось смешивание полос с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ и численным методом определены энергии, волновые функции состояний. Описаны энергии полосы $K^\pi = 1^-$ до спина $I^\pi = 13^-$ и изучены отношения вероятностей дипольных переходов. Экспериментально не были известны приведенные вероятности $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровне основной полосы. Головная энергия $K^\pi = 1^-$ полосы более близка расположена к $K^\pi = 0^-$ полосе, чем $K^\pi = 2^-$. Поэтому в неадиабатичностях проявляющихся в состояниях $K^\pi = 1^-$ полосе, основную роль играет $K^\pi = 0^-$ полоса.

В настоящей работе для изучения свойств состояний отрицательной четности ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней. Исследуются неадиабатические эффекты, проявляющиеся в энергиях и вероятностях $E1$ -переходов из октупольно-колебательных полос. Модель хорошо

описывает экспериментальные значения энергий. Нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе с $K^\pi = 1^-$ и неадиабатичность в вероятностях $E1$ -переходов объясняются смешиванием состояний октупольных полос $K^\pi = 0^-$ и 1^- .

МОДЕЛЬ ЯДРА

Для изучения свойств низколежащих коллективных состояний в деформированных ядрах, гамильтониан ядра выбираем в следующем виде [7]

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

где

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

$$\chi(I, 0) = \frac{1}{2} [1 - (-1)^I]^{1/2}, \quad \chi(I, 1) = \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2}, \tag{2}$$

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

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

Волновую функцию ищем в виде:

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{K'} \frac{\psi_{K'K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \times \tag{3}$$

$$\times \left\{ D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+ \right\} |0\rangle,$$

где $\psi_{K'K}^I$ – коэффициент смешивания ротационных полос; $D_{MK'}^I$ – функция Вигнера; $b_{K'}^+$ – однофононные 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 Шрёдингера

$$(H_{Kv}(I) - \varepsilon_v(I)) \psi_{Kv}^I = 0 \tag{4}$$

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

$$E_v(I) = E_{rot}(I) + \varepsilon_v(I). \tag{5}$$

Энергию вращающегося остова $E_{rot}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса

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

$$\sqrt{I(I+1)} = \mathfrak{S}_0 \omega_{rot}^2(I) + \mathfrak{S}_1 \omega_{rot}^3(I), \tag{7}$$

где \mathfrak{S}_0 и \mathfrak{S}_1 – инерционные параметры вращающегося остова, которые определяются по наилучшему согласию энергий уровней основной полосы с экспериментом. Далее, используя найденные значения параметров \mathfrak{S}_0 и \mathfrak{S}_1 , находим частоту вращения остова $\omega_{rot}(I)$, решив кубическое уравнение (7). Действительное решение этого уравнения имеет вид:

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

$$+ \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{S}_1} - \left[\left(\frac{\mathfrak{S}_0}{3\mathfrak{S}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{S}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3}.$$

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты проводились для изотопа ^{156}Gd . Спектр возбужденных уровней этого ядра получен в реакции $(n, n' \gamma)$ [8]. Из двух полос с отрицательной четностью основание нижней полосы с $K^\pi = 1^-$ и энергией 1.2425 МэВ хорошо совпадает с рассчитанным в [9] коллективным октупольным состоянием. Будем рассматривать кориолисово смешивание состояний только известных из эксперимента полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , что значительно упрощает теоретические расчеты. В этом случае для собственных значений энергии $\varepsilon(I)$ в уравнении (5) имеем следующую формулу:

$$\varepsilon(I)_{0,1} = \frac{\omega_0 + \omega_1}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_0 - \omega_1)^2 + 4\omega_{rot}^2(I)(j_x)_{0,1}^2}{4}}. \tag{9}$$

При вычислении $E_{rot}(I)$ для инерционных параметров использовались значения $\mathfrak{S}_0 = 42.739 \hbar^2/\text{МэВ}$ и $\mathfrak{S}_1 = 131.59 \hbar^4/\text{МэВ}^3$, отличающиеся от значений, найденных по энергиям уровней основной полосы [2]. Наилучшее согласие вычисленных значений энергий с экспериментом получено при значениях $\omega_0 = 1.33 \text{ МэВ}$, $\omega_1 = 1.235 \text{ МэВ}$ и $(j_x)_{0,1} = 2.142$.

Расчитанные энергии уровней представлены на рис. 1, где также приведены данные экспериментов. Кроме того, здесь же показаны состояния основной полосы ($K^\pi = 0_1^+$). Отметим, что в вычислениях энергий уровней основной полосы не учитывалось смешивание уровней основной полосы с другими полосами, т.е. на рисунке приведены адиабатические значения энергий состояний основной полосы. Как видно из рисунка, предложенная нами модель хорошо описывает экспериментальные энергии.

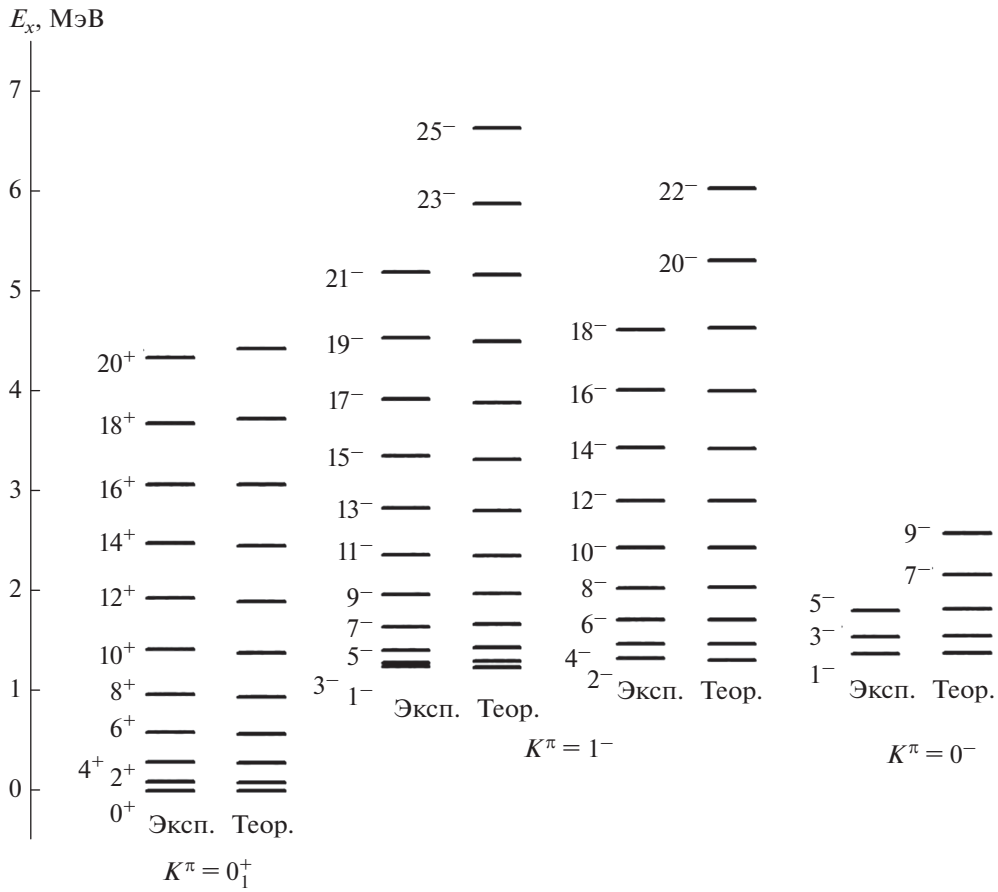


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных значений энергий состояний основной полосы и полос отрицательной четности с $K^\pi = 0^-$ и 1^- .

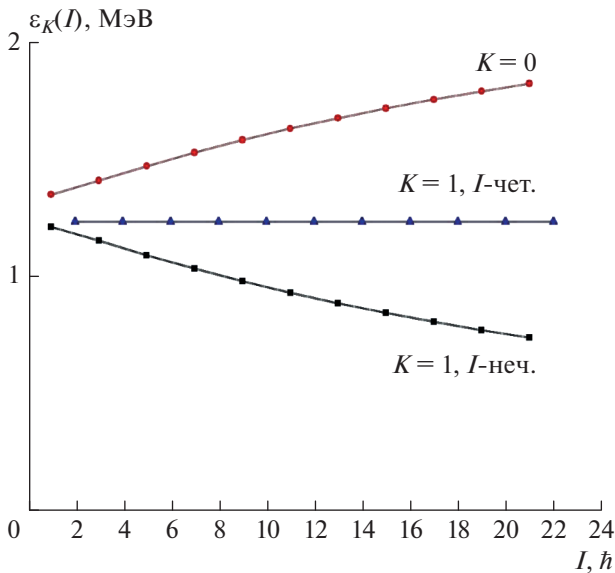


Рис. 2. Спиновая зависимость внутренней энергии $\epsilon_K(I)$.

На рис. 2 приведены зависимости внутренней энергии $\epsilon(I)$ состояний полос с $K^\pi = 1^-$ и $K^\pi = 0^-$ от спина I . Из рисунка видно, что внутренняя энергия $\epsilon(I)$ состояний с четными спинами полосы $K^\pi = 1^-$ является постоянной, т.е. не зависит от спина. Причина этого в том, что в нашей схеме они не смешиваются с состояниями полос с $K^\pi \geq 2^-$. С ростом углового момента увеличивается кориолисова взаимодействия между полосами, поэтому энергии нечетных состояний $K^\pi = 1^-$ и $K^\pi = 0^-$ полос сильнее отталкиваются друг от друга.

В адиабатическом приближении приведенные вероятности $E2$ переходов внутри ротационной полосы имеют следующий вид:

$$B(E2; IK \rightarrow (I - 2)K) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 [C_{IK;20}^{I-2,K}]^2. \quad (10)$$

В табл. 1 представлены сравнения экспериментальных [10, 11] и вычисленных значений приведенных вероятностей $B(E2; Igr \rightarrow (I - 2)gr)$

внутриполосных переходов в основной полосе, которые дают хорошие согласия. Отметим, что в вычислениях $B(E2)$ внутренний квадрупольный момент был взят равным $Q_0 = 6.87$ барн [12].

В данной схеме для собственных функций состояний отрицательной четности с учетом взаимодействия Кориолиса имеем следующую формулу:

$$\psi'_{K,K'}(I) = \frac{\Phi'_{K,K'}}{\sqrt{\sum_{v=0}^1 [\Phi'_{K,v}]^2}}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{00} &= \omega_0 - \varepsilon_1(I), & \Phi_{11} &= -(\omega_1 - \varepsilon_0(I)), \\ \Phi_{01} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\omega_{rot}(I)(j_x)_{01}, & \Phi_{10} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\omega_{rot}(I)(j_x)_{01}. \end{aligned} \quad (12)$$

В (11) K и K' принимают значения 0 и 1.

На рис. 3 представлена структура состояний октупольной $K^\pi = 1^-$ полосы. Из рисунка видно, что даже при низких значениях спина кориолисово смешивание является заметным и больших значениях спина компоненты $\psi_{11}(I)$ и $\psi_{01}(I)$ имеют веса 60 и 40%, соответственно. Этот эффект должен проявляться в $E2$ -переходах внутри октупольных полос и $E1$ переходах из них на состояния основной полосы.

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

$$\begin{aligned} B(E1; IK^\pi; (I \pm 1)gr) &= \\ &= [m_0 \psi'_{0K} C_{I;0;10}^{(I \pm 1)0} - \sqrt{2} m_1 \psi'_{1K} C_{I;1;1-1}^{(I \pm 1)0}]^2, \end{aligned} \quad (13)$$

где коэффициенты m_0 и m_1 – это матричные элементы перехода между внутренними волновыми функциями основных и октупольных полос (в данном случае полос в $K^\pi = 0^-, 1^-$), т.е. $m_K = \langle gr | M(E1) | K^- \rangle$.

Выписав явно выражения для коэффициентов Клебша–Гордана, получим:

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I-1)gr) = \left\{ -m_0 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \psi'_{0K} - m_1 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \psi'_{1K} \right\}^2, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} B(E1; IK^\pi \rightarrow (I+1)gr) &= \\ &= \left\{ m_0 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \psi'_{0K} - m_1 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \psi'_{1K} \right\}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Таблица 1. Приведенные вероятности $B(E2; Igr \rightarrow (I-2)gr)$ переходов в основной полосе ^{156}Gd ($e^2\text{б}^2$)

I	Эксп.	Настоящая работа
2	0.92(3) [14]	0.94
4	1.29(2) [14]	1.34
6	1.47(4) [14]	1.48
8	1.57(15) [13, 14]	1.55
10	1.59(9) [13, 14]	1.59
12	–	1.61
14	–	1.63

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

$$\begin{aligned} R_{IK} &= \frac{B(E1; IK \rightarrow (I+1)gr)}{B(E1; IK \rightarrow (I-1)gr)} = \\ &= \frac{|\psi'_{K,0}(I)\sqrt{I+1} - Z \cdot \psi'_{K,1}(I)\sqrt{I}|^2}{|\psi'_{K,0}(I)\sqrt{I} + Z \cdot \psi'_{K,1}(I)\sqrt{I+1}|^2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $Z = m_1/m_0$.

В табл. 2 представлены вычисленные значения отношений R_{IK} вероятностей $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 1^-$ полосы, которые сравниваются с экспериментальными данными [1, 13–17]. Экспериментальные значения отношений $R_{IK}^{\text{эксп}}$ отличаются от адиабатических значений R_{IK}^A в 1.5–2 раза. Кроме того, с ростом спина адиабатические значения увеличиваются, тогда как для

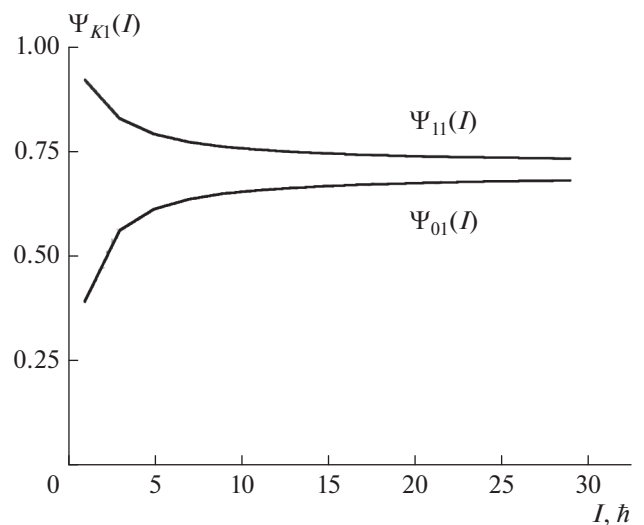


Рис. 3. Структура состояний $K^\pi = 1^-$ полосы.

Таблица 2. Теоретические и экспериментальные значения отношений $R_{JK} = B(E1; I^\pi K \rightarrow I_1^+ gr) / B(E1; I^\pi K \rightarrow I_2^+ gr)$ для $E1$ -переходов с уровней $K^\pi = 1^-$ полос на уровни основной полосы

$I^\pi K$	$I_1^+ gr$	$I_2^+ gr$	Эксп.	Теория	
				настоящая работа	правило Алаги
1^-1	$2^+ gr$	$0^+ gr$	1.21(1) [1] 1.16(11) [16] 1.23(13) [9]	1.40	0.5
3^-1	$4^+ gr$	$2^+ gr$	0.81(3) [1] 0.80(12) [15] $0.5 \binom{+\infty}{-0.3}$ [17] 0.872(233) [18] 0.746(50) [19]	1.07	0.75
5^-1	$6^+ gr$	$4^+ gr$	0.75(7) [1] 0.5(3) [17] 0.746(67) [19]	0.99	0.83
7^-1	$8^+ gr$	$6^+ gr$	1.27(3) [1] 0.71(8) [17]	0.96	0.88
9^-1	$10^+ gr$	$8^+ gr$	0.42 (18) [1] 0.43(12) [17]	0.93	0.90
11^-1	$12^+ gr$	$10^+ gr$	0.63(7) [1]	0.92	0.92
13^-1	$14^+ gr$	$12^+ gr$	—	0.91	0.93

Таблица 3. Приведенные вероятности $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 1^-$ полосы на состояния основной полосы (в ед. Вайскопфа W.u.)

$I_i^\pi K_i$	$I_f K_f$	$B(E1; I_i 1^- \rightarrow I_f gr)$ (W.u.)	
		эксп. [1]	$m_0 = 0.15$ $m_1 = 0.0056$
1^-1	$0^+ gr$	0.0018(7)	0.0015
1^-1	$2^+ gr$	0.0025_{-18}^{+8}	0.0020
3^-1	$2^+ gr$	0.00098(21)	0.0034
3^-1	$4^+ gr$	0.000777(16)	0.0037
2^-1	$2^+ gr$	$<3.2 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
5^-1	$4^+ gr$	0.00085_{-69}^{+15}	0.0042
4^-1	$4^+ gr$	$<4.0 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
5^-1	$6^+ gr$	0.00064_{-52}^{+10}	0.0042
7^-1	$6^+ gr$	—	0.0047
7^-1	$8^+ gr$	—	0.0045

экспериментальных значений R_{JK} видна обратная тенденция. Наши расчеты такое неадиабатическое поведение R_{JK} воспроизводят.

Вычисленные значения вероятностей $E1$ -переходов из состояний октупольных полос с $K^\pi = 1^-$ представлены в таблице 3 вместе с имеющимися экспериментальными данными [1]. Отметим, что вероятности $E1$ -переходов и их отношения вычислены при значениях $m_0 = 0.15\sqrt{W.u.}$ и $m_1 = 0.0056\sqrt{W.u.}$

В рамках используемой модели приведенные вероятности $E2$ -переходов внутри октупольных ротационных полос имеют следующий вид:

$$B(E2; IK \rightarrow I - 2K) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2(4I^2 - 1)} \times \left[\Psi'_{0K} \Psi'^{I-2}_{0K} \sqrt{I(I-1)} + \Psi'_{1K} \Psi'^{I-2}_{1K} \sqrt{(I-2)(I+1)} \right]^2. \quad (17)$$

На рис. 4 представлены вычисленные по формуле (17) значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов внутри $K^\pi = 0^-$ и 1^- полосах, которые сравниваются с адиабатическими значениями. Из сравнения видно, что теоретические значения $B(E2)$ вычисленные с учетом кориолисова смешивания состояний отличаются от адиабатических значений. Учет смешивания полос приво-

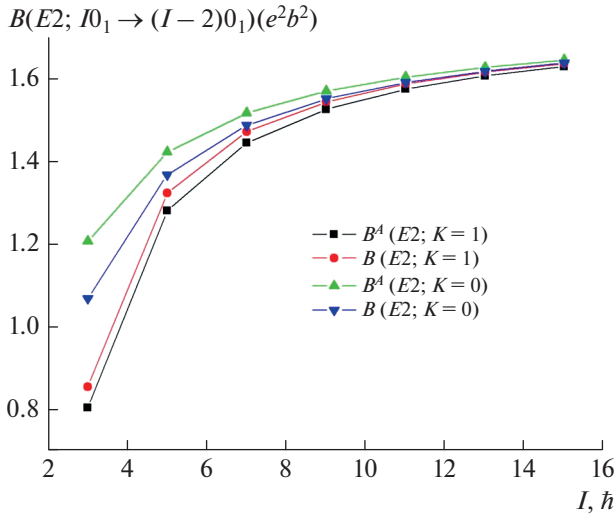


Рис. 4. Приведенные вероятности $E2$ -переходов внутри полос с $K^\pi = 1^-$ и 0^- . ($B^A(E2; K = 1)$ – Адиабатические значения для $K^\pi = 1^-$ полосы; $B^A(E2; K = 0)$ – адиабатические значения для $K^\pi = 0^-$ полосы; $B(E2; K = 1)$ – вычисленные по формуле (17) для $K^\pi = 1^-$ полосы; $B(E2; K = 0)$ – вычисленные по формуле (17) для $K^\pi = 0^-$ полосы).

дит к уменьшению $B(E2; I0^- \rightarrow (I-2)0^-)$ и увеличению $B(E2; I1^- \rightarrow (I-2)1^-)$. Это связано с тем, что учет взаимодействия полос приводит к увеличению энергий состояний $K^\pi = 0^-$ полосы (т.е. уменьшению эффективного момента инерции) и уменьшению энергий состояний полосы с $K^\pi = 1^-$ (т.е. увеличению эффективного момента инерции) (см. рис. 2). Полосы с большими моментами инерции имеют большие квадрупольные моменты Q_0 . Внутриполосные переходы прямо пропорциональны Q_0 [18]. К сожалению, для данных переходов отсутствуют экспериментальные данные. Поэтому было бы интересно экспериментально исследовать $E2$ -переходы внутри октупольных полос.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения свойств октупольных состояний ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней.

Наши расчеты, проведенные с учетом кориолисова смешивания состояний отрицательной четности полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , удовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные. Используемая модель качественно описывает нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе $K^\pi = 1^-$. Показано, что эффект смешивания полос приводит к существенным отклонениям от адиабатичности у вероятностей $E2$ -переходов внутри $K^\pi = 0^-$ и 1^- полос и отношений приведенных вероятностей $E1$ -переходов $R_{IK} = B(E1; IK \rightarrow (I+1)gr)/B(E1; IK \rightarrow (I-1)gr)$ из состояний $K^\pi = 0^-$ и 1^- полос.

Проведенный расчет и анализ известных экспериментальных данных указывает: чтобы улучшить теоретическое описание эксперимента, необходимо учитывать смешивание состояний полос с $K^\pi \geq 2^-$. В ядре ^{156}Gd экспериментально известны две полосы с $K^\pi = 2^-$, но не обнаружены состояния с квантовой характеристикой $K^\pi = 3^-$ и не изучены внутриполосные переходы в октупольных полосах. Поэтому были бы интересны дополнительные экспериментальные и теоретические исследования для классификации высоколежащих уровней по K , где плотность состояний существенно высока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reich C.W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.
2. Usmanov P.N., Yusupov E.K. // ИУМ Engin. J. 2021. V. 22. No. 1. P. 167.
3. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1423; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1102.
4. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Сб. тезисов III Межд. науч. форума "Ядерн. наука и технологии" (Алматы, 2021). С. 67.
5. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Бриансон Ш. // ЯФ. 1991. Т. 54. С. 1239.
6. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 91.
7. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Бриансон Ш. // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 1371.
8. Бондаренко В.А., Григорьев Е.П., Прокофьев П.Т. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. С. 2141.
9. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
10. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A 291. P. 443.
11. Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A 278. P. 109.

12. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Залюбовский И.И. Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.
13. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A 380. P. 189.
14. McMillan D.J., Hamilton J.H., Pinajian J.J. // Phys. Rev. 1971. V. C 4. P. 542.
15. Konijn J., Be Boer F.W.N., Van Poelgeest A. et al. // Nucl. Phys. 1981. V. A352. P. 191.
16. McGowan F.K., Milner W.T. // Phys. Rev. 1981. V. C 23. P. 1926.
17. McGowan F.K. // Phys. Rev. 1981. V. 24. P. 1803.
18. Okhunov A.A., Hasan Abu Kassim, Usmanov Ph.N. // Sains Malays. 2011. V. 40. No. 1. P. 13.

Investigation of the energies and electrical characteristics of the states of negative parity of the ^{156}Gd nucleus

P. N. Usmanov^{a, *}, A. I. Vdovin^b, A. N. Nishonov^a

^a *Namangan Engineering-Technological Institute, Namangan, 160115 Uzbekistan*

^b *Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Dubna, 141980 Russia*

*e-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Within the framework of a phenomenological model, that considers the Coriolis interaction of the rotational band states, the negative parity states of the ^{156}Gd nucleus are studied. Mixing of octupole band states built on $K^\pi = 0^-, 1^-$ is considered. Analytical expressions for calculation of the energies, wavefunctions and $E1$ transition probabilities are obtained. The calculated values of the energies and probability ratios of $E1$ transitions are in a good agreement with the experiment.