

УДК 539.142

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{156}Gd

© 2023 г. П. Н. Усманов^{1, *}, А. И. Вдовин², Э. К. Юсупов¹, Ш. Р. Нетьматжонов¹

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 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Для ядра ^{156}Gd были проведены теоретические расчеты в рамках феноменологической модели с учетом кориолисова смешивания состояний низколежащих ротационных полос положительной четности. Кориолисово взаимодействие позволяет объяснить наблюдающиеся в свойствах возбужденных состояний эффекты неадиабатичности. Рассчитаны приведенные вероятности $M1$ -переходов $B(M1)$ и коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ для переходов из вибрационных состояний. Изучены закономерности изменения вероятностей $M1$ -переходов из состояний смешивающихся полос в зависимости от полного углового момента. Получено удовлетворительное согласие теоретических результатов с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676523702058, EDN: ZCEDUW

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о низколежащей части спектра возбуждений ядра ^{156}Gd с энергией $E_x < 2$ МэВ, полученные в реакциях $(\alpha, 2n)$, (n, γ) и $(n, n'\gamma)$ на ядре ^{156}Gd достаточно многочисленны [1]. Известны пять вращательных полос, построенных на основаниях с $K^\pi = 0^+$, две полосы с основаниями $K^\pi = 2^+$ и пятнадцать дипольных уровней 1^+ . Определены энергии 1^+ уровней, а для одиннадцати из них — вероятности $B(M1) \uparrow$ возбуждения [2]. Эти данные очень важны для систематики и поиска соответствующих уровней в соседних ядрах.

Экспериментально определены приведенные вероятности $E2$ - и $M1$ -переходов из состояний $K^\pi = 0_2^+, 0_3^+$ и $K^\pi = 2_1^+$ -полос на уровни основной полосы, а также отношения вероятностей $E2$ -переходов и коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ и магнитные моменты [1–11].

Интересные экспериментальные данные о свойствах ножничного 1^+ уровня с энергией $E_x = 3070$ кэВ были получены в работе [12]. В частности, впервые был обнаружен ротационный 2^+ уровень, построенный над ножничным

состоянием и определена его энергия $E_{1^+}(2^+) = 3089(1)$ кэВ, т.е. это ротационное состояние расположено на 19 кэВ выше основания полосы. Кроме того, впервые было определено экспериментальное значение вероятности $E2$ -перехода с ножничного состояния 1^+ на первый возбужденный 2^+ уровень основной полосы ядра ^{156}Gd .

Как известно, в первом приближении вращение аксиально-симметричного ядра может рассматриваться, по крайней мере при малых угловых моментах, как независимая мода ядерных возбуждений, слабо связанная с другими степенями свободы (например, одночастичными). Такое приближение называют адиабатическим. Оно работает и для вращательного движения, построенного на нижайших возбужденных состояниях ядра иной природы, например, колебательных. Основным указанием на адиабатический характер ядерного вращения считается тот факт, что вращательные уровни образуют полосы, в которых энергии уровней с хорошей точностью следуют закономерности характерной для твердого ротатора — $I(I+1)$, где I — спин уровня в полосе. В адиабатическом приближении ротационные полосы не смешиваются и отношения вероятностей электромагнитных переходов из состояний одной из полос $|I_i K_i\rangle$ на разные уровни другой полосы

$|I_f K_f\rangle$ (например, основной, т.е. построенной на основном состоянии ядра) равны квадратам отношений соответствующих коэффициентов Клебша–Гордана. Эти геометрические соотношения называют правилами ветвления или правилом Алаги [13–15].

Данные экспериментов указывают на отклонения от правил адиабатического приближения (см. [1, 6, 14–16] и ссылки в этих работах). Эти отклонения усиливаются с ростом энергии возбужденных состояний ядра. Они видны и в экспериментальных энергиях уровней ротационных полос с высокими спинами, и в отклонениях вероятностей электромагнитных переходов из состояний полос от правил Алаги. Такие отклонения характеризуют как проявления неадиабатичности ядерного вращения. Причиной этих отклонений — в широком смысле слова — является связь вращательных и внутренних возбуждений ядра — колебательных или одночастичных. Одно из важных проявлений этой связи — взаимодействие Кориолиса.

В работах [17, 18] в рамках феноменологической модели [16], учитывающей кориолисово взаимодействие, были рассчитаны некоторые характеристики состояний ядра ^{156}Gd — энергии, волновые функции, вероятности электрических переходов и их отношения, оценена роль неадиабатических эффектов.

В настоящей работе мы продолжаем изучение свойств ротационных состояний ядра ^{156}Gd . Используя волновые функции, полученные в [17], мы рассчитали приведенные вероятности $M1$ -переходов и другие магнитные характеристики состояний ротационных полос. Изучено влияние вращения на магнитные характеристики возбужденных состояний.

Используемая феноменологическая модель в деталях изложена в обзоре [16]. Ранее эта модель была нами успешно применена для изучения кориолисова смешивания полос состояний в изотопах $^{156,158,160}\text{Gd}$ [18–22] и $^{170,172,174}\text{Yb}$ [23, 24].

ВЕРОЯТНОСТИ $M1$ -ПЕРЕХОДОВ И КОЭФФИЦИЕНТЫ СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ $\delta(E2/M1)$

В рамках модели [16] выражение для приведенной вероятности $B(M1)$ перехода из состояния $I_i K_i$ на уровень $I_f 0_1$ основной полосы имеет следующий вид:

$$B(M1; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f 0_1 | \hat{m}(M1) | I_i K_i \rangle|^2, \quad (1)$$

где $\hat{m}(M1)$ — магнитный дипольный оператор; I_i и I_f — полные угловые моменты (спины) начального и конечного состояний ядра.

Приведем выражение для приведенного матричного элемента $M1$ -перехода из формулы (1):

$$\begin{aligned} \langle I' 0_1 | \hat{m}(M1) | I K \rangle &= \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \times \\ &\times \left(\sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \psi_{K_1, K}^I \psi_{K_1, 0_1}^{I'} C_{IK_1, 10}^{I' K_1} + \right. \\ &\left. + \frac{\sqrt{6}}{10} \sum_v m'_{1v} (\psi_{0, 0_1}^{I'} \psi_{1v, K}^I - \psi_{1v, 0_1}^{I'} \psi_{0, K}^I) C_{I1, 1-1}^{I' 0} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $m'_{1v} = \langle 0_1^+ | \hat{m}(M1) | 1_v^+ \rangle$ — матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и 1_v^+ -полос; $C_{I_i K_i, 1(K_i + K_f)}^{I_f K_f}$ — коэффициенты Клебша–Гордана; $\psi_{K, K'}^I$ — амплитуды смешивания базисных состояний; g_K — внутренний g -фактор полосы с $K \neq 0$, $g_R = Z/A$ — гиромангнитный фактор, связанный с вращением.

В нечетных состояниях полос с $K^\pi \neq 0^+$ компонента волновой функции $\psi_{0, K}^I = 0$, т.к. в основной полосе отсутствуют состояния с нечетными спинами. Поэтому приведенный матричный элемент (2) для переходов из I -нечетных уровней полос с $K^\pi \neq 0^+$ в состояния $I' = (I \pm 1)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle I' 0_1 | \hat{m}(M1) | I K \rangle &= \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \times \\ &\times \left(\sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \psi_{K_1, K}^I \psi_{K_1, 0_1}^{I'} C_{IK_1, 10}^{I' K_1} + \right. \\ &\left. + \frac{\sqrt{6}}{10} \sum_v m'_{1v} \psi_{0, 0_1}^{I'} \psi_{1v, K}^I C_{I1, 1-1}^{I' 0} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Из формул (2)–(3) ясно видно, что $M1$ -переходы между основной полосой и полосой с $K^\pi = 2^+$ возможны лишь благодаря примесям в их волновых функциях компонент $\psi_{1v, K}^I$, связанных с уровнями 1^+ . Последние же появляются в результате взаимодействия Кориолиса, смешивающего полосы с $\Delta K = 1$. В адиабатическом приближении такие $M1$ -переходы запрещены.

В адиабатическом приближении приведенная вероятность $M1$ перехода из состояний полос с $K^\pi = 1^+$ на уровни основной полосы имеет следующий вид:

$$B^A(M1; 1_v \rightarrow I' 0_1) = \left(\frac{3}{4\pi} \right) \cdot 0.06 \cdot \left(m'_{1v} C_{I1, 1-1}^{I' 0} \right)^2. \quad (4)$$

Адиабатическая формула для $M1$ -переходов внутри полос с $K^\pi \neq 0^+$ имеет следующий вид:

$$B^A(M1; IK \rightarrow (I+1)K) = \left(\frac{3}{4\pi}\right) \left[(g_K - g_R) K \cdot C_{IK;10}^{(I+1)K} \right]^2. \quad (5)$$

Наряду с приведенными вероятностями $M1$ -переходов важную информацию содержат коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$, которые вычисляются по формуле:

$$\delta(IK \rightarrow I'0_1) = 0.834 E_\gamma \text{ (МэВ)} \frac{\langle IK || \hat{m}(E2) || I'0_1 \rangle}{\langle IK || \hat{m}(M1) || I'0_1 \rangle} \left(\frac{e \cdot 6}{\mu_N} \right), \quad (6)$$

где $\hat{m}(E2)$ — электрический квадрупольный оператор. Здесь E_γ — энергия γ -перехода в единицах МэВ; $\langle IK || \hat{m}(E2) || I'0_1 \rangle$ и $\langle IK || \hat{m}(M1) || I'0_1 \rangle$ — приведенные матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и 1_v^+ — полос в единицах барн (б) и ядерный магнетон (μ_N).

В адиабатическом приближении формула (6) для переходов из $|I1_v^+\rangle$ состояний на состояния $|(I \pm 1)0_1\rangle$ основной полосы имеет вид:

$$\delta^A(I1_v \rightarrow (I+1)0_1) = -9.855 E_\gamma \left(\frac{m_{1_v}}{m'_{1_v}} \right) \sqrt{\frac{I+2}{I}} \quad (7)$$

и

$$\delta^A(I1_v \rightarrow (I-1)0_1) = 9.855 E_\gamma \left(\frac{m_{1_v}}{m'_{1_v}} \right) \sqrt{\frac{I-1}{I+1}}, \quad (8)$$

где $m_{1_v} = \langle gr || \hat{m}(E2) || 1_v \rangle$ — матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной полосы $K^\pi = 0_1^+$ и полос с $K^\pi = 1_v^+$.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Параметры g_K и m'_{1_v} необходимые для описания магнитных характеристик состояний определялись следующим образом. Значение параметра g_R — определяли по общепринятой формуле $g_R = \frac{Z}{A}$ для деформированных ядер, поскольку для ядра ^{156}Gd отсутствуют экспериментальные данные для $M1$ -переходов внутри $K^\pi = 2_{1,2}^+$ полос. Из систематики гиромангнитных отношений для деформированных ядер редкоземельной и трансурановой областей следует $g_R \approx 0.4 \pm 0.1$.

Для параметра g_K были использованы значения, определенные ранее для ядра ^{158}Gd [19]. Вли-

яние указанных параметров на рассчитанные значения магнитных моментов состояний $K^\pi = 0_2^+$, $K^\pi = 2_1^+$, $K^\pi = 1^+$ полос и вероятности внутриволновых переходов заметно. Однако на вероятности переходов между состояниями разных ротационных полос они влияют слабо. В межполосных переходах в формуле (2) важную роль играет часть формулы, где присутствуют параметры m'_{1_v} . Их значения определялись по формуле

$$m'_{1_v} = \sqrt{\frac{B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)}{0.014325}}, \quad (9)$$

где для $B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)$ использовались экспериментальные данные [1]. Значения m'_{1_v} , определенные по формуле (9) для 1_v^+ уровней с номерами v 2 и 7–15 и соответствующие экспериментальные значения $B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)$ приведены в табл. 1. Для уровней с номерами $v = 1, 3, 4$ коэффициенты m'_{1_v} определялись по экспериментальным данным о коэффициентах смеси мультиполей (см. (7) и табл. 3). Входящие в формулы (7) и (8) параметры m_{1_v} взяты из работы [16], где исследовались электрические свойства состояний положительной четности ядра ^{156}Gd . Поскольку для 1_v^+ состояний с $E_x = 2301$ кэВ ($v = 5$) и $E_x = 2361$ кэВ ($v = 6$) экспериментальные данные по вероятностям $M1$ -переходов отсутствуют, для этих уровней расчеты $B(M1)$ — факторов и коэффициентов смешивания мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ не проводились.

Рассчитанные нами значения $B(M1)$ для $M1$ -переходов из оснований полос $K^\pi = 1_v^+$ на состояния со спинами $I = 0$ и $I = 2$ основной полосы и соответствующие экспериментальные данные представлены в табл. 1. Результаты расчетов получились несколько противоречивыми. Теоретические значения $B(M1)_{\text{теор}}$ для состояний 1_v^+ , v в интервале 7–15 неплохо согласуются с экспериментальными¹ как для переходов на уровень 0_{gr}^+ , так и на уровень 2_1^+ основной полосы. В то же время теоретические значения $B(M1; 0gr, 2_1^+ \rightarrow 11_2^+)$ для уровня 1_2^+ получились намного больше экспериментальных величин. Также представляются слишком большими значения $B(M1)_{\text{теор}}$ и для уровня 1_1^+ . Правда, для этого состояния экспериментальные значения $B(M1)$ не известны. В то же время модель правильно передает резкое возрас-

¹ Исключением является $B(M1; 0gr \rightarrow 1^+)$ для уровня 1_{10}^+ .

Таблица 1. Приведенные вероятности $B(M1)$ для $M1$ -переходов из 1^+_v состояний на состояния 2^+_1 и 0^+_{gr} основной полосы ядра ^{156}Gd . $E_{1^+_v}$ — энергии 1^+_v уровней, E_γ энергии γ -переходов на указанные уровни

1^+_v	$E_{1^+_v}$, кэВ	$E_\gamma(11_v \rightarrow 20_1)$ $E_\gamma(11_v \rightarrow 00_1)$, кэВ	$m'_{1_v}(\mu_N)$	$B(M1)(\mu_N^2)$	
				эксперимент [1, 2]	теория
1^+_1	1965	1877 1965	11.25	—	0.303 0.604
1^+_2	2027	1938 2027	−7.82	0.025^{+6}_{-9} $0.066(20)$	0.145 0.292
1^+_3	2187	2098 2187	−3.88	—	0.036 0.072
1^+_4	2270	2181 2270	−7.34	—	0.128 0.257
1^+_5	2301	2212 2301	—	—	—
1^+_6	2361	2272 2361	—	—	—
1^+_7	2402	2314 2403	−4.8	0.064^{+20}_{-25} 0.109^{+22}_{-34}	0.055 0.110
1^+_8	2785	2696 2785	−4.09	0.048^{+14}_{-16} 0.079^{+18}_{-22}	0.040 0.080
1^+_9	2974	2885 2974	−4.87	$0.064(11)$ $0.113(39)$	0.056 0.113
1^+_{10}	3010	2921 3010	−0.79	0.018^{+9}_{-11} $0.030(7)$	0.0015 0.030
1^+_{11}	3050	2961 3050	−2.77	0.014^{+7}_{-9} $0.036(11)$	0.018 0.037
1^+_{12}	3070	2981 3070	−9.23	0.254^{+30}_{-34} $0.406(30)$	0.203 0.407
1^+_{13}	3122	3033 3122	−2.64	$0.018(2)$ $0.032(7)$	0.021 0.029
1^+_{14}	3158	— 3158	−4.87	— $0.113(16)$	0.056 0.113
1^+_{15}	3218	3129 3218	−4.80	0.052^{+14}_{-16} $0.109(13)$	0.055 0.110

тание обоих $B(M1)$ факторов для уровня 1^+_{12} по сравнению с их значениями для соседних уровней 1^+_{11} и 1^+_{13} . Изменения $B(M1)$ факторов от одного 1^+ уровня к другому коррелируют с изменениями феноменологических параметров m'_{1_v} , симулиру-

ющих значения матричных элементов $M1$ -оператора между основаниями полос. Резкий рост вероятностей $M1$ -переходов с уровнями $1^+_1, 1^+_2, 1^+_4$ и 1^+_{12} на основную полосу соответствует резкому увеличению абсолютных значений соответствующих параметров m'_{1_v} .

Отдельно обсудим описание экспериментальных данных о ножничном состоянии 1_{12}^+ . Используя параметры, определенные в работах [17, 18], мы рассчитали энергию вращательного уровня 2^+ , построенного на состоянии 1_{12}^+ ($IK^\pi = 21_{12}^+$). Получено значение $E_x(21_{12}^+) = 3111$ кэВ, хорошо согласующееся с экспериментальным (см. Введение). Кроме того, была рассчитана приведенная вероятность $E2$ -перехода на 2_1^+ уровень основной полосы. Получено значение $B(E2; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = 198e^2 \text{ Фм}^4$, что на два порядка больше экспериментального значения $B(E2; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = 1.9(13)e^2 \text{ Фм}^4$. Вероятность $M1$ -перехода $B(M1; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+)$ наши расчеты воспроизводят неплохо (см. таблицу 1). Однако из-за сильно завышенного теоретического значения вероятности $B(E2)$ рассчитанное значение коэффициента смешивания мультиполей $\delta(E2/M1; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = -0.78$, на порядок превосходит экспериментальную оценку $\delta = -0.07(1)$ для данного перехода.

В табл. 2 мы привели значения $B(M1)_{\text{теор}}$ для переходов из состояний полос $K^\pi = 0_3^+$ и $K^\pi = 2_1^+$ на уровни основной полосы. Имеющиеся экспериментальные данные об этих переходах немногочисленны. Для γ -полосы теоретические значения получились заметно больше экспериментальных, для единственного известного перехода на 0_3^+ -полосу значение $B(M1)_{\text{теор}}$ много меньше экспериментального.

В табл. 3 рассчитанные нами коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ (см. (6)) для переходов из состояний полос $K^\pi = 0_2^+$, $K^\pi = 0_3^+$, $K^\pi = 2_1^+$ и $K^\pi = 1_v^+$ на состояния основной полосы сравниваются с экспериментальными данными. Здесь же приведены значения приведенных матричных элементов $E2$ - и $M1$ -переходов, использованные при вычислении коэффициентов смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$. Процедура расчета матричных элементов переходов в рамках данной модели описана в нашей работе [18]. Имея в виду умеренную точность экспериментальных данных, из табл. 3 можно заключить, что в целом модель удовлетворительно воспроизводит как абсолютные значения, так и знаки коэффициентов $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$. Лучше других описываются коэффициенты смеси мультиполей для переходов с 1_v^+ уровней.

Таблица 2. $B(M1)$ величины для переходов из состояний полос с основаниями $K^\pi = 0_3^+$ и 2_1^+ на основную полосу ядра ^{156}Gd . E_γ – энергии γ -переходов

IK_i	$I_f K_f$	E_γ	$B(M1)(\mu_N^2)$	
			эксперимент [1]	теория
2^+2_1	2^+0_1	1065.2	$1.07 \cdot 10^{-4} (72)$	$1.7 \cdot 10^{-3}$
3^+2_1	4^+0_1	959.8	$1.07 \cdot 10^{-4} (72)$	$6.76 \cdot 10^{-4}$
	2^+0_1	1159	$2.51 \cdot 10^{-4} (54)$	$9.80 \cdot 10^{-4}$
4^+2_1	4^+0_1	1067.2	$2.51 \cdot 10^{-3} (+1.25, -1.43)$	$4.10 \cdot 10^{-3}$
2^+0_3	2^+0_1	1169.1	$1.40 \cdot 10^{-2} (+16, -13)$	$2.9 \cdot 10^{-3}$

Рассмотрим поведение вероятностей $B(M1; I_i 2_1 \rightarrow I_f 0_1)$ переходов с состояний I_i полосы $K^\pi = 2_1^+$ на уровни I_f основной полосы в зависимости от спина начального состояния. Эта зависимость изображена на рис. 1. Силы Кориолиса смешивают состояния из разных полос имеющие одинаковые спины. В основной полосе все состояния имеют четные спины. Поэтому $M1$ -переходы из полосы $K^\pi = 2_1^+$ с $\Delta I = 1$ идут из состояний с нечетными спинами I_i , а переходы с $\Delta I = 0$ – только из состояний с четными I_i . Как видно из рисунка, вероятности переходов с $\Delta I = 1$ монотонно растут с ростом I , в то время как вероятности переходов с $\Delta I = 0$ при небольших спинах ($I \leq 6$) увеличиваются, а при дальнейшем росте I

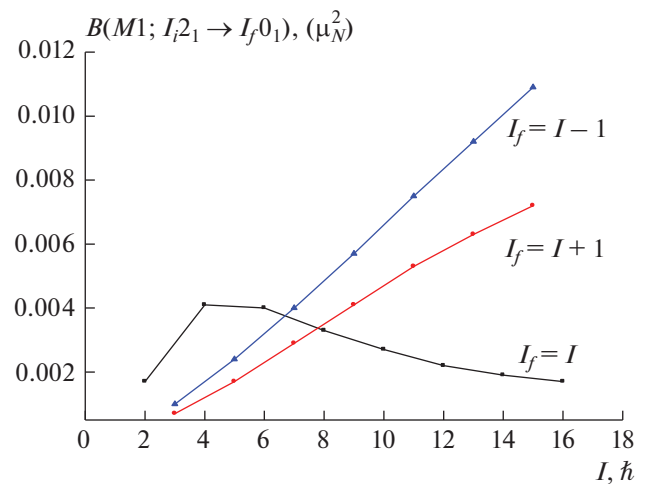


Рис. 1. Вероятности $M1$ -переходов из состояний $K^\pi = 2_1^+$ полосы на состояния основной полосы в зависимости от спина начального состояния I_i .

Таблица 3. Экспериментальные и теоретические коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ для переходов из состояний γ и β -полос, а также 1_v^+ уровней на состояния основной полосы в ^{156}Gd . $\langle E2 \rangle_{if}$ и $\langle M1 \rangle_{if}$ – приведенные матричные элементы $E2$ - и $M1$ -переходов, соответственно; E_γ – энергия γ -перехода

$I_i K_i$	$I_f K_f$	$E_\gamma, \text{МэВ}$	$\langle E2 \rangle_{if} \text{ e } \Phi \text{М}^2$	$\langle M1 \rangle_{if} \mu_N$	$\delta_{\text{эксп}} [6]$	$\delta_{\text{теор}}$
22 ₁	20 ₁	1.0652	–18.81	0.0412	–16(5)	–4.1
32 ₁	20 ₁	1.159	19.46	–0.0313	–11.8(+6, –7)	–6.0
32 ₁	40 ₁	0.9598	–16.23	0.0260	–12(+13, –5)	–5.0
42 ₁	40 ₁	1.0672	–18.60	0.0639	+4.0(+9, –16)	–2.6
52 ₁	40 ₁	1.2187	–16.83	0.0488	$\delta > 7$	–3.5
52 ₁	60 ₁	0.922	19.21	–0.0417	–	–3.5
62 ₁	60 ₁	1.060	17.00	–0.063	$\delta < -0.8$ или $\delta > 2.5$	–2.4
72 ₁	60 ₁	1.2648	15.06	–0.0634	–	–2.5
82 ₁	80 ₁	1.0457	15.84	–0.0584	$\delta < -0.6$ или $\delta > 1.6$	–2.4
92 ₁	80 ₁	1.2843	–13.73	0.0758	$\delta < -0.8$ 0.39(6)	–1.9
20 ₂	20 ₁	1.0405	10.31	–0.1011	+5.9(+14, –28)	–0.9
40 ₂	40 ₁	1.0106	–12.75	0.2176	–	–0.49
11 ₁	20 ₁	1.876	14.66	0.5503	+0.41(+25, –14) +0.35(4)	0.41
11 ₂	20 ₁	1.938	14.61	–0.3812	–0.55(3)	–0.63
11 ₃	20 ₁	2.0977	14.49	–0.1888	–1.2(2) или –1.08(+0.03, –0.22)	–1.34
11 ₄	20 ₁	2.1807	14.44	–0.3579	–0.66(+0.06, –0.08)	–0.73
20 ₃	20 ₁	1.1691	–7.53	–0.0539	0.38(6)	1.4
40 ₃	40 ₁	1.1741	–8.65	–0.0934	–	0.91

уменьшаются. Приведенные матричные элементы $M1$ -переходов из состояний $K^\pi = 2^+$ полосы с четными спинами I_i вычислены по формуле (2), а с нечетными спинами I_i по формуле (3). В волновых функциях состояний с нечетными спинами полосы $K^\pi = 2_1^+$ отсутствуют компоненты от смешивания с соседними полосами с $K^\pi = 0^+$, которые увеличиваются с ростом спина I_i . Однако эти компоненты имеются в волновых функциях состояний этой полосы с четными спинами. Именно эти примеси объясняют немонотонную зависимость от I_i вероятностей $M1$ -переходов с $\Delta I = 0$ на рис. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках феноменологической модели выполнены расчеты магнитных характеристик ротационных состояний ядра ^{156}Gd с учетом кориолисова смешивания низколежащих ротационных полос положительной четности $K^\pi = 0^+, 2^+, 1^+$.

Используемая модель [16] позволяет описать $M1$ -переходы из состояний полос с $K^\pi = 0^+, 2^+$, запрещенные в адиабатическом приближении из-за запрета по K .

Нами рассчитаны приведенные вероятности $M1$ -переходов $B(M1)_{\text{теор}}$, а также коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ с уровнями полос

$K^\pi = 0_{2,3}^+, K^\pi = 2_1^+$ и 1_v^+ уровней на состояния основной полосы. В целом согласие теории с экспериментальными данными можно признать удовлетворительным, хотя в ряде случаев наблюдаются значительные отклонения предсказаний модели от экспериментальных значений. Эти случаи детально обсуждены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reich C.W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.
2. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. // Nucl. Phys. 1989. V. A 492. P. 411.
3. McGowan F.K., Milner W.T. // Phys. Rev. 1981. V. C 23. Art. No. 1926.

4. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A 380. P. 189.
5. Aprahamian A., de Haan R.C., Leshner S.R. et al. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 034303.
6. Бегжанов Р.Б., Бельский В.М., Залюбовский И.И. Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.
7. Rud N., Ewan G.T., Christy A. et al. // Nucl. Phys. 1972. V. A191. P. 545.
8. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A291. P. 443.
9. Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A278. P. 109.
10. Konijn J., Be Boer F.W.N., Van Poelgeest A. et al. // Nucl. Phys. 1981. V. A352. P. 191.
11. Iwata Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. P. 2114.
12. Beck T., Beller J., Pietralla N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. Art. No. 212502.
13. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B.R. // K. Dan. Vidensk. Selesk. Mat. Fys. Medd. 1955. V. 29. No. 9. P. 1.
14. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
15. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. V. II. N.Y., Amsterdam: W. A. Benjamin Inc., 1974.
16. Усманов П.Н., Михайлов И.Н. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. № 4. С. 887; Usmanov P.N., Mikhailov I.N. // Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28. No. 4. P. 348.
17. Usmanov P.N., Yusupov E.K. // IIUM Engin. J. 2021. V. 22. No. 1. P. 167.
18. 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.
19. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К., Салихбаев У.С. // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 19. № 6. С. 509; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K., Salikhbaev U.S. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 19. No. 6. P. 706.
20. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1174. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 968.
21. Усманов П.Н., Охуннов А.А., Абу Х. Кассим и др. // Узб. физ. журн. 2018. Т. 20. № 6. С. 339.
22. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Acta Phys. Polon. B. Proc. Suppl. 2021. V. 14. No. 4. P. 787.
23. Abu El Sheikh M.K.M., Okhunov A.A., Usmanov P.N., Hassan T.H.J. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 949. Art. No. 012019.
24. Okhunov A.A., Usmanov Ph.N., Hassan T.H.J., Abu El Sheikh M.K.M. // Mater. Today. Proc. 2019. V. 17. P. 424.

Magnetic properties of the excited states of ^{156}Gd

P. N. Usmanov^{a,*}, A. I. Vdovin^b, E. K. Yusupov^a, Sh. R. Nematjonov^a

^a Namangan Engineering and Technology Institute, Namangan, 160115 Uzbekistan

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

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

Theoretical calculations within the framework of a phenomenological model with Coriolis mixing of states of low-lying positive-parity rotational bands were performed for ^{156}Gd . The Coriolis interaction allows to explain the observed non-adiabaticity effects in the properties of the excited states. Reduced probabilities of the $M1$ transitions $B(M1)$ and multipole mixing coefficients $\delta(E2/M1)$ for transitions from vibrational states were calculated. The behavior of the probabilities of $M1$ transitions from the mixing states as a function of the total angular momentum was studied. The agreement of the theoretical results with experimental data is, in the whole, satisfactory.