

УДК 539.142

АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОСТОЯНИЙ $^{158, 160}\text{Gd}$ В РАМКАХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

© 2020 г. П. Н. Усманов^{1, *}, А. И. Вдовин², Э. К. Юсупов¹

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 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

В рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос положительной четности, изучена структура возбужденных состояний и неадиабатические эффекты, проявляющиеся в вероятностях магнитных переходов в ядрах $^{158, 160}\text{Gd}$. Рассчитаны волновые функции возбужденных состояний. Показано, что эффект смешивания полос существенно влияет на волновые функции вибрационных состояний (оснований полос).

DOI: 10.31857/S0367676520080311

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о возбужденных состояниях нуклидов $^{158, 160}\text{Gd}$ достаточно обширны [1, 2]. Их исследовали в бета-распаде и электронном захвате, в различных ядерных реакциях: (n, γ) , $(n, n' \gamma)$, (p, t) , (t, p) , (d, p) , (d, d') , в кулоновском возбуждении ядер, неупругом рассеянии электронов и с помощью ядерной резонансной флуоресценции.

Результаты этих исследований можно суммировать следующим образом. В ядре ^{158}Gd помимо основной полосы выявлены четыре полосы, построенные на основаниях с $K^\pi = 0^+$, нижайшая из которых с энергией основания $E_x = 1196$ кэВ, интерпретируется как бета-вибрационная. Заметим, что энергии оснований полос, построенных на уровнях $K^\pi = 0^+$, с хорошей точностью воспроизводятся в рамках квазичастично-фононной модели ядра (КФМ) [3]. В ядре ^{158}Gd известна также гамма-полоса ($K^\pi = 2^+$).

Наряду с полосами, построенными на основаниях $K^\pi = 0^+$, 2^+ , в ^{158}Gd имеются две полосы, построенные на уровнях $K^\pi = 1^+$ с энергиями $E_x = 1848$ и 1930 кэВ, соответственно. Энергии этих уровней также хорошо описывает КФМ [3]. В работах [4, 5] приведены энергии еще двух 1^+ со-

стояний в этом ядре с энергиями возбуждения $E_x > 3$ МэВ. Данные о построенных на них полосах отсутствуют.

Последняя компиляция оцененных данных о возбужденных состояниях ядра ^{160}Gd опубликована давно [2]. Данные о низколежащих состояниях с $K^\pi = 0^+$, содержащиеся в [2], были дополнены и скорректированы в последующих $(n, n' \gamma)$ экспериментах [6–8]. Таким образом, в ядре ^{160}Gd сейчас известны: основная полоса, гамма-полоса $K^\pi = 2_1^+$, бета-полоса $K^\pi = 0_2^+$ и еще одна полоса с $K^\pi = 0_3^+$ (энергия основания $E_x = 1558$ кэВ). Заметим, что положение 0_3^+ -уровня с хорошей точностью предсказали теоретические расчеты в рамках КФМ [3].

Состояний с $K^\pi = 1^+$ в ядре ^{160}Gd известно около десятка. Абсолютное большинство из них, кроме состояний с энергиями возбуждения 1569 и 2109 кэВ [6], принадлежат ножничной моде и находятся в интервале энергии возбуждения $2.3 < E_x < 3.5$ МэВ. В теоретических расчетах [3] энергия нижайшего 1^+ уровня получилась завышенной приблизительно на 300 кэВ.

Помимо энергий возбужденных состояний для ядер $^{158, 160}\text{Gd}$ имеются данные об абсолютных и относительных значениях вероятностей E2-переходов между полосами [1, 2, 6–10]. Вся сово-

купность экспериментальных данных об энергиях состояний низколежащих полос и вероятностях E2-переходов в ядрах ^{158, 160}Gd была проанализирована в работе [11] в рамках феноменологической модели [12], учитывающей смешивание полос из-за кориолисова взаимодействия.

В настоящей продолжаются исследования начатые в [11]. Используя модель [12], проанализировано как смешивание полос влияет на магнитные характеристики возбужденных состояний ядер ^{158, 160}Gd – коэффициенты смеси мультиполей δ(E2/M1), приведенные вероятности M1-переходов B(M1) и магнитные моменты возбужденных состояний основных полос μ(I⁺0₁). Заметим, что феноменологическая модель [12] уже использовалась для описания магнитных характеристик состояний низколежащих полос в деформированных ядрах в работах [12–14].

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Основные параметры модели [12] необходимые для вычисления энергий и волновых функций возбужденных состояний ядер ^{158, 160}Gd определены и опубликованы в работе [11]. Здесь будут обсуждаться только параметры необходимые для расчетов магнитных характеристик ядерных возбуждений.

В рамках модели [12] выражение для приведенной вероятности M1-перехода из состояния I_iK_i на уровень I_f0₁ основной (0₁) 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.

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

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

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

тор, связанный с вращением. Из систематики гиромангнитных отношений для деформированных ядер редкоземельной и трансурановой области следует $g_R \approx 0.4 \pm 0.1$.

Наряду с приведенными вероятностями M1-переходов исследуют коэффициенты смеси мультиполей δ(E2/M1), которые вычисляют по следующей формуле:

$$\delta(I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = 0.834 E_{\gamma} (M \otimes B) \frac{\langle I_f K_f | \hat{m}(E2) | I_i K_i \rangle}{\langle I_f K_f | \hat{m}(M1) | I_i K_i \rangle} \left(\frac{e \cdot \bar{b}}{\mu_N} \right), \quad (3)$$

где $\hat{m}(E2)$ – электрический квадрупольный оператор, E_{γ} – энергия γ-перехода, \bar{b} – барн, μ_N – ядерный магнетон.

Вычисленные и экспериментальные [6, 8, 9] значения коэффициентов смеси мультиполей δ(E2/M1) из состояний 0₁⁺, 2⁺ и 1⁺-полос для ядер ^{158, 160}Gd приведены в табл. 1 и 2, соответственно. В расчетах δ(E2/M1) теоретические значения приведенных матричных элементов $\langle I_f K_f | \hat{m}(E2) | I_i K_i \rangle$ брались из работы [11]. Отметим, что в формуле (2) основной вклад в приведенные матричные элементы межполосных M1-переходов дает последний член. Рассчитывая матричные элементы M1-оператора для ядра ¹⁵⁸Gd, мы предполагали, что параметры $m'_{1\nu}$ одинаковы для всех трех 1⁺-состояний.

Величина параметра $m'_1 = 1.8 \mu_N$ и его знак были определены из условия наилучшего описания экспериментальных данных о δ(E2/M1).

В расчетах для ядра ¹⁶⁰Gd учитывалось смешивание с одиннадцатью состояниями $K^{\pi} = 1_{\nu}^+$ и построенными на них полосами (если последние были известны). Экспериментальные значения отношений $R_{11_{\nu}^+}^{\text{эксп}}$ приведенных вероятностей M1-переходов с оснований 1_ν⁺ соответствующих полос на основное и нижайшее 2⁺-состояние полосы, построенной на основном состоянии, $R_{11_{\nu}^+}^{\text{эксп}} = B(M1; 1_{\nu}^+ \rightarrow 2^+ 0_1) / B(M1; 1_{\nu}^+ \rightarrow 0^+ 0_1)$ близки к адиабатическому значению $R_{11_{\nu}^+}^{\text{адиаб}}$ (см. табл. 3). Этот экспериментальный факт свидетельствует о том, что головные уровни полос с $K^{\pi} = 1_{\nu}^+$ полос являются чистыми. Действительно, кориолисовы силы смешивают состояния ротационных полос с ΔK = 1 и одинаковыми значениями полного углового момента I. Во всех полосах положительной четности кроме полос с основаниями $K^{\pi} = 1_{\nu}^+$ отсутствуют уровни со спином I = 1. Поэтому головные уровни $K^{\pi} = 1_{\nu}^+$ полос являют-

Таблица 1. Коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для ^{158}Gd . Здесь $\langle E2 \rangle_{if}$ и $\langle M1 \rangle_{if}$ – приведенные матричные элементы E2- и M1-переходов, соответственно, E_γ – энергия перехода

$I_i K_i$	$I_f K_f$	E_γ , МэВ	$\langle E2 \rangle_{if}$, $e \cdot \Phi \text{М}^2$	$\langle M1 \rangle_{if}$, μ_N	$\delta_{\text{эксп}}$ [9]	$\delta_{\text{теор}}$	$\delta_{\text{адиаб}}$ [16]
20 ₂	20 ₁	1.1804	-3.226	0.0434	-0.70 (7)	-0.73	-
40 ₂	40 ₁	1.1454	-5.953	-0.0571	+1.0 (2)	1.0	-
20 ₃	20 ₁	1.4379	5.841	0.0447	-1.5 (4)	1.58	-
40 ₃	40 ₁	1.4058	6.539	0.0563	+6 (2) или -0.76 (11)	1.36	-
22 ₁	20 ₁	1.1076	-16.540	-0.0116	+80 $\leq \delta \leq$ -25	13.17	-
32 ₁	20 ₁	1.1859	-17.070	-0.010	+30 (+32, -14)	16.88	-
32 ₁	40 ₁	1.0040	13.300	0.0091	-23 (+19, -7)	12.24	-
42 ₁	40 ₁	1.0970	-14.370	-0.0525	+6.4 (+14, -10) или -0.73 (4)	2.49	-
21 ₂	20 ₁	1.8846	1.943	-0.1706	-0.08 (12) или +2.9 (+18, -9)	-0.18	0.78
31 ₂	20 ₁	2.0099	4.956	0.1161	+0.45 (20) или +7 (+70, -4)	0.72	-1.55
41 ₂	40 ₁	1.8337	-0.195	-0.1742	+0.25 (13) или +1.8 (6)	0.02	0.39
11 ₂	22 ₁	0.7431	4.390	0.0018	+0.17 (15)	15.11	-
31 ₂	22 ₁	0.9024	-1.965	-0.0013	+1.5 (7)	11.4	-

Таблица 2. Коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для ^{160}Gd . $\langle E2 \rangle_{if}$ и $\langle M1 \rangle_{if}$ – приведенные матричные элементы E2- и M1-переходов, соответственно; E_γ – энергия перехода

$I_i K_i$	$I_f K_f$	E_γ , МэВ	$\langle E2 \rangle_{if}$, $e \cdot \Phi \text{М}^2$	$\langle M1 \rangle_{if}$, μ_N	$\delta_{\text{эксп}}$ [8]	$\delta_{\text{эксп}}$ [6]	$\delta_{\text{теор}}$	$\delta_{\text{адиаб}}$ [16]
22 ₁	20 ₁	0.9134	-18.23	-0.050	-0.45 (+4, -5)	-72 (+35, $-\infty$)	2.8	-
32 ₁	20 ₁	0.9822	18.71	0.056	+47 (+18, -10)	+47 (+18, -10)	2.7	-
32 ₁	40 ₁	0.8089	14.39	0.049	0.11(3)	-11.7 (+16, -23)	1.98	-
42 ₁	40 ₁	0.8995	-19.70	-0.110	+21 (+21, -7)	+21 (+21, -7)	1.34	-
52 ₁	40 ₁	1.0125	16.55	0.089	+15 (+17, -6)	+49 (+34, -14)	1.57	-
52 ₁	60 ₁	0.746	16.88	0.082	+8 (+13, -4)	+0.03(3) или -22(+11, -800)	1.28	-
62 ₁	60 ₁	0.8782	-19.16	-0.175	-	+30 $< \delta <$ -1.5	0.80	-
20 ₂	20 ₁	1.3611	-4.47	0.108	0.00(8)	-0.02(4) или +2.46(+30, -25)	-0.46	-
40 ₂	40 ₁	1.3130	-6.48	0.190	+0.28 (+34, -12)	+0.57 (+17, -44)	-0.37	-
11 ₁	20 ₁	1.4934	7.48	0.010	+1.34 (+16, -6)	+0.3 $< \delta <$ 24.6	9.31	9.53
11 ₁	22 ₁	0.5801	-6.098	-0.003	+0.28 (+25, -18)	+0.45(+50, -24) или +2 $< \delta <$ -11	11.8	-
21 ₁	20 ₁	1.5114	-0.776	0.064	-	+0.24 (5) или +5.8 (+24, -13)	-0.15	2.11
31 ₁	20 ₁	1.5897	-5.316	0.008	-	+0.9 (5)	-9.0	-4.15
31 ₁	40 ₁	1.4167	5.538	0.007	-	+1.5 (5)	9.68	6.75
20 ₃	20 ₁	1.5235	5.213	-0.081	-	0.83 (+10, -15) или -3.4 (+8, -11)	-0.82	-
20 ₃	32 ₁	0.5414	-1.676	-0.001	-	+0.06 (5) или -4.3 (+12, -29)	8.4	-

Таблица 3. Характеристики 1^+_v состояний в ¹⁶⁰Gd [15]. Здесь E_{1v} – энергии 1^+_v -уровней, $R_{\text{эксп}} = B(M1; 1^+_v \rightarrow 2^+0_1)/B(M1; 1^+_v \rightarrow 0^+0_1)$

v	E_{1v} , кэВ	$R_{\text{эксп}}$	$B(M1; 0^+0_1 \rightarrow 1^+_v)(\mu_N^2)$	$m'_{1v}(\mu_N)$
1	1568	–	–	0.2
2	2348	0.56 ± 0.07	0.22 ± 0.02	3.92 ± 0.17
3	2670	0.60 ± 0.01	0.19 ± 0.01	3.64 ± 0.10
4	2796	0.63 ± 0.03	0.75 ± 0.05	7.23 ± 0.24
5	2820	1.43 ± 0.21	0.20 ± 0.03	3.74 ± 0.27
6	3170	0.64 ± 0.06	0.42 ± 0.04	5.41 ± 0.25
7	3277	0.59 ± 0.02	0.58 ± 0.06	6.36 ± 0.32
8	3308	0.62 ± 0.03	0.43 ± 0.05	5.48 ± 0.31
9	3331	0.49 ± 0.05	0.22 ± 0.03	3.92 ± 0.26
10	3340	0.63 ± 0.05	0.25 ± 0.03	4.18 ± 0.24
11	3477	0.46 ± 0.04	0.32 ± 0.06	4.72 ± 0.43

ся чистыми и отношения $R_{1^+_v}^{\text{эксп.}}$ близки к адиабатическим значениям.

Для переходов из состояний первой полосы с $K^\pi = 1^+_1$ ядра ¹⁶⁰Gd в работе [6] были определены экспериментальные значения коэффициентов смеси мультиполей δ , что позволило нам фиксировать значение параметра $m'_1 = 0.2\mu_N$. Значения других приведенных в табл. 3 параметров m'_{1v} определялись по адиабатической формуле

$$B(M1; 1^+_v \rightarrow 1^+0_1) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{6}}{10} C_{1;1-1}^{1^+0} m'_{1v} \right)^2 \mu_N^2, \quad (4)$$

с использованием экспериментальных данных [15] для вероятностей M1-переходов из состояний 1^+_v на уровни основной полосы. Однако формула (4) не позволяет определить однозначно знаки параметров m'_{1v} . Поэтому, как и в случае ядра ¹⁵⁸Gd, мы предположили, что знаки параметров m'_{1v} одинаковы. Положительность параметров m'_{1v} была определена из условия наилучшего согласия вычисленных значений $\delta_{\text{теор}}$ с экспериментальными данными [6, 8]. Знаки рассчитанных коэффициентов смеси мультиполей $\delta_{\text{теор}}$ (см. табл. 1 и 2), как правило, совпадают с экспериментальными, но их абсолютные значения во многих случаях меньше экспериментальных. Тем не менее, имея в виду точность определения самих экспериментальных значений $\delta_{\text{эксп}}$, согласие наших расчетов с экспериментом можно считать удовлетворительным. Однако следует отметить еще один факт. Для ядра ¹⁶⁰Gd известна [2] экспериментальная вероятность M1-перехода

из 2^+_2 состояния γ -вибрационной полосы на 2^+_0 уровень основной полосы: $B(M1; 2^+_2 \rightarrow 2^+_0) \leq 1.3 \cdot 10^{-6}$ (в единицах Вайскопфа). Рассчитанная нами вероятность этого перехода получилась равной $B(M1; 2^+_2 \rightarrow 2^+_0) = 2.4 \cdot 10^{-3}$ в единицах Вайскопфа, т.е. на три порядка больше экспериментальной. Возможная причина этого расхождения, равно как и заниженных значений $\delta_{\text{теор}}$, – наше предположение о совпадении знаков параметров m'_{1v} в формуле (5).

В табл. 1 и 2 приведены также адиабатические значения коэффициентов смеси мультиполей $\delta_{\text{адиаб}}$ для переходов из состояний 1^+ -полос, которые вычислялись по следующей формуле

$$\delta(1^+_v \rightarrow 1^+0_1) = -9.853 E_\gamma \left(\frac{m'_{1v}}{m'_{1v}} \right) \frac{C_{1;2-1}^{1^+0}}{C_{1;1-1}^{1^+0}}, \quad (5)$$

где значение параметра m'_{1v} взято из работы [11]. Заметим, что значения $\delta_{\text{теор}}$ и $\delta_{\text{адиаб}}$ различаются не очень сильно. Исключение составляет переход $41_2 \rightarrow 40_1$ в ядре ¹⁵⁸Gd, для которого $\delta_{\text{теор}}$ и $\delta_{\text{адиаб}}$ имеют противоположные знаки и различающиеся на порядок абсолютные значения. Возможно, что причина различий $\delta_{\text{теор}}$ и $\delta_{\text{адиаб}}$ в теоретическом матричном элементе E2-перехода $41_2 \rightarrow 40_1$ из работы [11]. В пользу этого предположения говорит тот факт, что $\delta_{\text{теор}}$ для перехода $21_2 \rightarrow 20_1$ в этом же ядре имеет тот же знак, что $\delta_{\text{адиаб}}$, и этот знак, по-видимому, совпадает со знаком $\delta_{\text{эксп}}$. При этом основное различие между $\delta_{\text{теор}}$ для двух

Таблица 4. Приведенные вероятности M1-переходов из состояний полос с $K^\pi = 0_2^+, 0_3^+$ и 2_1^+ на основную полосу в ядре ^{158}Gd

$I_i K_i$	$I_f K_f$	$B(M1), \mu_N$	
		эксп. [1]	теор.
22 ₁	20 ₁	0.00032 (13)	0.0001
42 ₁	40 ₁	0.00077 (+ 111, -9)	0.0028
20 ₂	20 ₁	0.00079 (11)	0.0019
40 ₂	40 ₁	0.00174 (+ 348, -25)	0.0033
20 ₃	20 ₁	0.0029 (7)	0.0020

обсуждаемых переходов сводится к вышеупомянутому матричному элементу E2-перехода.

В изотопах $^{158, 160}\text{Gd}$ экспериментальные значения $\delta(E2/M1)$ для переходов с состояний γ -полосы ($K^\pi = 2_1^+$) значительно больше по абсолютной величине, чем для переходов с состояний $0_2, 0_3$ -полос. Это связано с тем, что значения $B(E2)$ для переходов с γ -полосы всегда больше, чем с $0_2, 0_3$ -полос, тогда как величины $B(M1)$ для переходов с γ -, 0_2 - и 0_3 -полос сравнимы между собой (см. табл. 1 и 2).

В адиабатическом приближении M1-переходы из состояний 0_i - и γ -полос на уровни основной запрещены. В рамках модели [12] эти переходы появляются благодаря примеси 1^+ -состояний в их волновых функциях. В табл. 4 представлены рассчитанные значения вероятностей M1-переходов для ядра ^{158}Gd . Согласие с приведенными здесь же экспериментальными данными из работы [1] удовлетворительное.

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ

В рамках модели [12] для магнитного момента имеет место следующее выражение

$$\mu_K(I) = g_R I + \sum_{K_i} (g_{K_i} - g_R) \frac{K_i^2}{I+1} |\psi'_{K_i K}|^2 + \frac{\sqrt{3}}{10} \sum_{\nu} m'_{1\nu} \psi'_{0_1 K} \psi'_{1\nu K} \sqrt{\frac{I}{I+1}}. \quad (6)$$

В адиабатическом приближении выражение (6) упрощается: для полос $K^\pi = 0_{1,2}^+$

$$\mu_K(I) = g_R I, \quad (7)$$

Таблица 5. Магнитные моменты $\mu(I^+ 0_1)$ состояний основных ротационных полос ядер $^{158, 160}\text{Gd}$

I	$^{158}\text{Gd}, \mu_N$		$^{160}\text{Gd}, \mu_N$	
	эксп. [1, 15]	теор.	эксп. [2, 15]	теор.
2	0.84 (20)	0.84	0.72 (4)	0.72
4	1.55 (13)	1.66	1.52 (20)	1.44
6	2.28 (30)	2.50	2.30 (30)	2.16
8	—	3.33	—	2.88
10	—	4.16	3.40 (50)	3.60
12	—	4.99	—	4.31

для полос $K \neq 0$ (т.е. полос $K^\pi = 2_1^+, 1_v^+$)

$$\mu_K(I) = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} |\psi'_{K,K}|^2. \quad (8)$$

Используя экспериментальное значение магнитного момента для состояния $I = 2$ основной полосы, мы определили величину g_R -фактора, который оказался равным $g_R = 0.42$ для ядра ^{158}Gd и $g_R = 0.36$ для ядра ^{160}Gd [1, 2].

Рассчитанные нами значения магнитных моментов состояний основных ротационных полос ядер $^{158, 160}\text{Gd}$ и соответствующие экспериментальные данные из работ [1, 2, 15] приведены в табл. 5. Согласие теоретических и экспериментальных значений $\mu(I^+ 0_1)$ хорошее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе продолжены начатые в [11] исследования характеристик состояний полос положительной четности спектров ядер $^{158, 160}\text{Gd}$ в рамках феноменологической модели [12], учитывающей кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос. Рассчитаны коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$, приведенные вероятности M1-переходов и магнитные моменты $\mu(I)$.

Теоретические значения $\delta(E2/M1)$ для переходов с уровней полос $K^\pi = 0_{2,3}^+, 2_1^+, 1_v^+$ на состояния основной полосы, значения $B(M1)$ и магнитных моментов состояний основных полос $\mu(I^+ 0_1)$ в целом удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Эффект смешивания низколежащих полос существенно влияет на магнитные характеристики

возбужденных состояний даже при низких спи-
нах. Так, не учитывая смешивание с полосами
 $K^\pi = 1_v^+$, нельзя объяснить магнитные дипольные
переходы между полосами $K^\pi = 0_{2,3}^+, 2_1^+$ и основ-
ной полосой.

С другой стороны, результаты расчетов пока-
зали, что модель [12] требует улучшения. В част-
ности, необходимо усовершенствовать процедуру
определения параметров m'_{1v} и научиться опреде-
лять их знаки.

Работа выполнена при финансовой поддержке
государственной научно-технической програм-
мы фундаментальных исследований Республики
Узбекистан (проект ОТ-Ф2-75).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nica N. // Nucl. Data Sheets. 2017. V. 141. P. 1.
2. Reich C.W. // Nucl. Data Sheets. 2005. V. 105. P. 557.
3. Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. // ЭЧАЯ. 1996. Т. 27. № 6. С. 1643; Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. // Phys. Part. Nucl. 1996. V. 27. № 6. P. 667.
4. Berg U.E.P., Blasing C., Drexler J. et al. // Phys. Lett. 1984. V. 149. P. 59.
5. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. // Nucl. Phys. 1989. V. A 492. P. 411.
6. Говор Л.И., Демидов А.М., Куркин В.А., Михайлов И.В. // ЯФ. 2009. Т. 72. № 11. С. 1859; Govor L.I., Demidov A.M., Kurkin V.A., Mikhailov I.V. // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. № 11. P. 1799.
7. Leshner S.R., Casarella C., Aprahamian A. et al. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. № 054317.
8. Leshner S.R., Casarella C., Aprahamian A. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. Art. № 064309.
9. Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В. // ЯФ. 2001. Т. 64. № 7. С. 1329; Govor L.I., Demidov A.M., Mikhailov I.V. // Phys. Atom. Nucl. 2001. V. 64. № 7. P. 1254.
10. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Залюбовский И.И. Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.
11. 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. № 6. P. 706.
12. 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. № 4. P. 348.
13. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Охунов А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. № 1. С. 17.
14. Усманов П.Н., Охунов А.А., Салихбаев У.С., Вдовин А.И. // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7. № 3. С. 306; Usmanov P.N., Okhunov A.A., Salikhbaev U.S., Vdovin A.I. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. V. 7. № 3. P. 185.
15. Friedrichs H., Hager D., von Brentano P. et al. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 567. P. 266.
16. Alaga G. // Nucl. Phys. 1957. V. 4. P. 625.