ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 5, с. 382–387

ЯДРА

ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ $E1$- И $E2$-ПЕРЕХОДОВ В СПЕКТРЕ ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

© 2019 г. М. С. Надирбеков[1)*], С. Н. Кудиратов[1)], Ф. Н. Темиров[2)]

Поступила в редакцию 22.12.2018 г.; после доработки 19.02.2019 г.; принята к публикации 08.01.2019 г.

Изучены внутри/междуполосные приведенные вероятности $E1$- и $E2$-переходов в коллективные состояния yrast- и первой nonyrast-полос переменной четности ядер в области лантанидов ^{150}Nd, ^{154}Sm, ^{154,160}Gd, ^{162,164}Er и актинидов ^{232}Th, ^{236,238}U. Вычислены значения величин $B(E1)$ и $B(E2)$, а также проведены их сравнения с доступными экспериментальными данными. Учтены изменения поверхностной деформации ядра при коллективном возбуждении.

DOI: 10.1134/S0044002719040147

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектр коллективных состояний ядер с квадрупольной и октупольной деформациями характеризуется вращательной полосой переменной четности [1–13]. Хорошее совпадение между экспериментальными и теоретическими данными для энергетических уровней различных полос позволяет использовать неадиабатическую модель аксиально-симметричных ядер для исследования внутри/междуполосных приведенных вероятностей EL-переходов ($L = 1, 2, 3$) как необходимый тест на надежность полученных результатов в модели. Отметим, что существует альтернативное описание коллективных полос переменной четности в рамках кластерного подхода [14–16].

В представленной модели [17, 18] используется соответствующий потенциал, позволяющий разделять переменные в полярных координатах. В аналитическом виде получены энергетический спектр и волновые функции возбужденных состояний полос переменной четности четно-четных ядер методом Давыдова–Чабана [19]. Использованы потенциалы Гаусса и гармонического осциллятора для поверхностных колебаний. Учтены изменения поверхностных колебаний ядра в его коллективном возбуждении. В работах [17, 18] энергетические уровни выражаются параметрами: $\hbar\omega$ — энергетический множитель (в кэВ), $\epsilon'^{\pm}_{\nu}$ — параметр расщепления (в кэВ) и μ — безразмерный параметр неадиабатичности. Величины ϵ'^{+}_{ν} и ϵ'^{-}_{ν} двукратно вырождены и связаны наличием туннельного перехода между формами ядер с положительной и отрицательной компонентами октупольной деформации [13] и всегда [13, 20]

$$\epsilon'^{+}_{\nu} < \epsilon'^{-}_{\nu}. \quad (1)$$

Вычисления приведенных вероятностей $E1$- и $E2$-переходов выполнены в работах [21, 22]. В работе [21] был использован потенциал Дэвидсона для поверхностных деформаций, в [22] использован потенциал гармонического осциллятора в модели CQOM (Coherent Quadrupole-Octupole Motion). Но в этих работах изменения поверхностных колебаний ядра при коллективном возбуждении не учитываются.

Целью представленной работы является описание внутри/междуполосных приведенных вероятностей $E1$- и $E2$-переходов. Вычислены вероятности $E1$- и $E2$-переходов, и проведено сравнение с доступными экспериментальными данными. Как будет показано ниже, анализ позволит сделать вывод о применимости модельного формализма.

В разд. 2 представлены волновые функции, полученные путем решения уравнения Шредингера для потенциалов поверхностных колебаний Гаусса и гармонического осциллятора. В разд. 3 и 4 представлены приведенные вероятности $E2$- и $E1$-переходов соответственно. В разд. 5 представлены результаты вычислений и сравнения с экспериментальными данными. В разд. 6 приведены заключительные выводы.

2. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ

Волновые функции $\Phi^{\pm}_{I}(\sigma, \varepsilon)$, полученные при решении уравнения Шредингера в полярных коор-

[1)]Институт ядерной физики, АН Республики Узбекистан, Улугбек, Ташкент.
[2)]Самаркандский государственный медицинский институт, Узбекистан.
[*]E-mail: mnadirbekov@yandex.ru

динатах (σ, ε), имеют следующий вид [17, 18]:

$$\Phi^{\pm}_{I\nu}(\sigma,\varepsilon) = F^{\pm}_{I}(\sigma)\chi_{\nu}(\xi^{\pm}), \tag{2}$$

где

$$\chi_{\nu}(\xi^{\pm}) = N_{\nu}H_{\nu}(\xi^{\pm})\exp\left[-\frac{(\xi^{\pm})^2}{2}\right], \tag{3}$$

с

$$\xi^{\pm} = \sqrt{\frac{B\omega_{\varepsilon}(\varepsilon \mp \varepsilon_0)}{2}}, \quad \omega_{\varepsilon} = \sqrt{C_{\varepsilon}/B}, \tag{4}$$

где N_{ν} — коэффициент нормировки, $H_{\nu}(\xi^{\pm})$ — полином Эрмита, B — массовый параметр, ω_{ε} и C_{ε} являются частотой и параметром жесткости для ε колебаний соответственно.

Теперь определим $F^{\pm}_{I}(\sigma)$ [17, 18]:

$$F^{\pm}_{Iq^{\pm}_{\nu}}(\sigma) = \frac{N_{q^{\pm}_{\nu}}H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu}}(\xi)}{\sqrt{2\sigma}}\exp\left\{-\frac{\xi^2}{2}\right\}, \tag{5}$$

здесь $N_{q^{\pm}_{\nu}}$ — коэффициент нормировки, $H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu}}(\xi)$ — функция Эрмита, которая имеет вид

$$H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu}}(\xi) = \left[2\Gamma(-q^{\pm}_{\nu})\right]^{-1} \times \tag{6}$$
$$\times \sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k}{k!}(2\xi)^k \cdot \Gamma\left(\frac{k-q^{\pm}_{\nu}}{2}\right),$$

где

$$\xi = \frac{p^{\pm}_{I\nu}(\sigma-\sigma_0)}{\mu^{\pm}_{I\nu}\sigma_{I\nu}}, \quad -\frac{p^{\pm}_{I\nu}}{\mu^{\pm}_{I\nu}} \le \xi < \infty. \tag{7}$$

Для потенциала гармонического осциллятора величина $p^{\pm}_{I\nu}$ удовлетворяет следующему равенству:

$$(p^{\pm}_{I\nu})^3(p^{\pm}_{I\nu}-1) = \mu^4\left[\frac{I(I+1)}{3} \mp \epsilon'^{\pm}_{\nu}\right], \tag{8}$$

и

$$\mu^{\pm}_{I\nu} = \mu\left\{1 + \frac{\mu}{p^{\pm}_{I\nu}}\left[I(I+1) \mp 2\epsilon'^{\pm}_{\nu}\right]\right\}^{\frac{1}{4}}. \tag{9}$$

Такие же величины для потенциала Гаусса:

$$(p^{\pm}_{I\nu})^3(p^{\pm}_{I\nu}-1)\exp[-(p^{\pm}_{I\nu}-1)^2] = \tag{10}$$
$$= \mu^4\left[\frac{I(I+1)}{3} \mp \epsilon'^{\mp}_{\nu}\right]$$

и

$$\mu^{\pm}_{I\nu} = \mu\Bigg\{\left[1-2(p^{\pm}_{I\nu}-1)^2\right] \times \tag{11}$$
$$\times \exp\left[-(p^{\pm}_{I\nu}-1)^2\right] +$$
$$+\left(\frac{\mu}{p^{\pm}_{I\nu}}\right)^4\left[I(I+1) \mp 3\epsilon'^{\mp}_{\nu}\right]\Bigg\}^{-\frac{1}{4}},$$

$q^{\pm}$ является корнем трансцендентного уравнения [19]:

$$H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu}}\left(-\frac{p^{\pm}_{I\nu}}{\mu^{\pm}_{I\nu}}\right) = 0. \tag{12}$$

3. ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ $E2$-ПЕРЕХОДОВ

Электрический квадрупольный переход между энергетическими уровнями коллективных состояний выражается [13]

$$B(E2, q^{\pm}_{\nu_i}I_i \to q^{\pm}_{\nu_f}I_f) = \tag{13}$$
$$= B_a(E2, I_i \to I_f)S^2_{q^{\pm}_{\nu_i}q^{\pm}_{\nu_f}}(E2)G_2(\varepsilon_0),$$

здесь [13]

$$B_a(E2, I_i \to I_f) = \frac{3}{16\pi}Q_0^2(I_i200|I_f0)^2, \tag{14}$$

приведенные вероятности $E2$-переходов жесткого аксиально-симметричного ротатора, Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра [11]. Функция $G_2(\varepsilon_0)$ учитывает вклад угловой части волновой функции (2) на приведенные вероятности $E2$-переходов:

$$G_2(\varepsilon_0) = \int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2}\chi_{\nu}(\xi^{\pm})\frac{\cos\varepsilon}{\cos\varepsilon_0}\chi_{\nu'}(\xi^{\pm})\sin\varepsilon d\varepsilon. \tag{15}$$

Вводим новый безразмерный параметр

$$\Omega_2 = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{\sqrt{2g\pi}}}Q_0G_2(\varepsilon_0). \tag{16}$$

Таким образом,

$$B(E2, q^{\pm}_{\nu_i}\nu_iI_i \to q^{\pm}_{\nu_f}\nu_fI_f) = \tag{17}$$
$$= \Omega_2^2(I_i200|I_f0)^2S^2_{q^{\pm}_{\nu_i}q^{\pm}_{\nu_f}}(E2).$$

Множитель $S_{q^{\pm}_{\nu_i}q^{\pm}_{\nu_f}}(E2)$ определяется выражением:

$$S_{q^{\pm}_{\nu_i}q^{\pm}_{\nu_f}}(E2) = \frac{N_{q^{\pm}_{\nu_i}}N_{q^{\pm}_{\nu_f}}}{2\sigma_0} \times \tag{18}$$
$$\times \int\limits_{-\frac{p^{\pm}_{I\nu}}{\mu^{\pm}_{I\nu}}}^{\infty}\sqrt{\frac{1}{\mu^{\pm}_{I\nu_i}\xi+1}}\sqrt{\frac{1}{\mu^{\pm}_{I\nu_f}\xi+1}} \times$$
$$\times H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu_i}}(\xi)H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu_f}}(\xi)e^{-\xi^2}d\xi.$$

Таблица 1. Значения подгоночных параметров для рассматриваемых ядер

Параметры	^{150}Nd	^{154}Gd	^{154}Sm	^{160}Gd	^{164}Er	^{232}Th	^{236}U	^{238}U
Потенциал гармонического осциллятора								
$\hbar\omega$	682.03	929.3	970.144	803.426	945.576	786.733	887.721	894.952
$\epsilon_0'^{+}$	0.061	0.274	5.145	8.848	2.622	0.549	0.594	0.19
$\epsilon_0'^{-}$	7.73	9.79	6.172	9.14	12.9	12.456	13.879	12.316
$\epsilon_1'^{+}$	0.35	3.145	2.6009	1.223	0.17	2.622	0.28	0.271
$\epsilon_1'^{-}$	4.39	3.231	2.7047	6.592	7.63	3.464	0.343	0.415
μ	0.4127	0.342	0.2701	0.2926	0.3	0.2473	0.222	0.2207
Потенциал Гаусса								
$\hbar\omega$	791.83	1100.564	1119.526	982.27	862.892	864.251	966.45	994.323
$\epsilon_0'^{+}$	0.06	0.147	0.166	9.196	6.37	3.867	0.34	0.824
$\epsilon_0'^{-}$	15.68	22.289	22.05	22.48	25.246	22.056	29.697	25.512
$\epsilon_1'^{+}$	1.592	4.85	1.83	0.42	0.155	0.9209	0.2277	3.345
$\epsilon_1'^{-}$	6.828	4.87	5.69	14.379	14.147	1.271	0.242	3.42
μ	0.3751	0.3058	0.2632	0.2652	0.3069	0.2316	0.2112	0.206

Внутри $[I_{\text{yr}} \to (I-2)_{\text{yr}}$ или $I_{\text{fir}} \to (I-2)_{\text{fir}}]$/между $[I_{\text{yr}} \to (I-2)_{\text{fir}}$ или $I_{\text{fir}} \to (I-2)_{\text{yr}}]$-полосные приведенные вероятности $E2$-переходов (13) выражаются параметрами: $\epsilon_\nu'^{+}$, $\epsilon_\nu'^{-}$, Ω_2 и μ[3].

4. ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ $E1$-ПЕРЕХОДОВ

Приведенные вероятности $E1$-переходов удобно выражать через приведенные вероятности $E1$-переходов аксиально-симметричного ротатора $B_a(E1, I_i \to I_f)$:

$$B(E1, I_i + I_f) = \\ = B_a(E1, I_i \to I_f) S^2_{q^{\pm}_{\nu_i} q^{\pm}_{\nu_f}}(E1) G_1(\varepsilon_0), \tag{19}$$

$$B_a(E1, I_i \to I_f) = \frac{3}{4\pi} D_0^2 (I_i 100 | I_f 0)^2. \tag{20}$$

$G_1(\varepsilon_0)$ учитывает вклад угловой части волновой функции (2) на приведенные вероятности $E1$-переходов:

$$G_1(\varepsilon_0) = \int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2} \chi_\nu(\xi^{\pm}) \frac{\sin 2\varepsilon}{\sin 2\varepsilon_0} \chi_{\nu'}(\xi^{\pm}) \sin\varepsilon d\varepsilon. \tag{21}$$

Вводим новый безразмерный параметр

$$\Omega_1 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{\sqrt{2g}\pi}} D_0 G_1(\varepsilon_0). \tag{22}$$

Множитель $S^2_{q^{\pm}_{\nu_i} q^{\pm}_{\nu_f}}(E1)$ определяется выражением

$$S_{q^{\pm}_{\nu_i} q^{\pm}_{\nu_f}}(E1) = N_{q^{\pm}_{\nu_i}} N_{q^{\pm}_{\nu_f}} \times \\ \times \int\limits_{-\frac{p^{\pm}_{I\nu}}{\mu^{\pm}_{I\nu}}}^{\infty} \sqrt{\frac{p^{\pm}_{I\nu_i}}{2\mu^{\pm}_{I\nu_i}\sigma_{I\nu_i}\xi + 2\sigma_0 p^{\pm}_{I\nu_i}}} \times \\ \times \sqrt{\frac{p^{\pm}_{I\nu_f}}{2\mu^{\pm}_{I\nu_f}\sigma_{I\nu_f}\xi + 2\sigma_0 p^{\pm}_{I\nu_f}}} \times \\ \times H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu_i}}(\xi) H^{\pm}_{q^{\pm}_{\nu_f}}(\xi) e^{-\xi} d\xi. \tag{23}$$

Внутри $[I_{\text{yr}} \to (I-1)_{\text{yr}}$ или $I_{\text{fir}} \to (I-1)_{\text{fir}}]$/между $[I_{\text{yr}} \to (I-1)_{\text{fir}}$ или $I_{\text{fir}} \to (I-1)_{\text{yr}}]$-полосные приведенные вероятности $E1$-переходов (19) выражаются параметрами: $\epsilon_\nu'^{+}$, $\epsilon_\nu'^{-}$, Ω_1 и μ.

5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Вычисления матричных элементов выражений (18) и (23) являются громоздкими. Следовательно, матричные элементы этих выражений вычисляются численно с учетом значения величин $q^{\pm}_\nu$ в (12) и $p^{\pm}_\nu$ для формул (8), (10), которые были получены при расчете энергетических уровней коллективных состояний [17, 18]. Матричные элементы (18) и (23) для случая, когда $q^{\pm}_\nu$ являются целыми, были вычислены в работе [19]. Но в действительности значения квантовых чисел $q^{\pm}_\nu$ должны быть не целыми, т.е. они являются

[3] Индексы означают: yr — yrast-полоса и fir — первая nonyrast-полоса.

Таблица 2. Сравнения внутри/междуполосных приведенных вероятностей $E2$-переходов (в единицах Вайскопфа (W. u.)) в энергетических уровнях yrast- и первой nonyrast-полос с экспериментальными данными [23]

Ядро	$E2$-переходы	[17]	[18]	Exp. [23]
^{150}Nd	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	121.8	122	116.3
$\Omega_2 = 1.7$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	173.1	174.3	180.7
	$6^+_{yr} \to 4^+_{yr}$	192.8	192.5	206.9
	$8^+_{yr} \to 6^+_{yr}$	205.3	200.4	216.23
	$10^+_{yr} \to 8^+_{yr}$	209	207	201
	$12^+_{yr} \to 10^+_{yr}$	212.2	211.7	173
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{yr}$	12.2	9.9	0.75
	$2^+_{\hat{n}r} \to 2^+_{yr}$	18.8	14.8	10.3
	$4^+_{\hat{n}r} \to 2^+_{yr}$	18.6	13.4	0.015
	$0^+_{\hat{n}r} \to 2^+_{yr}$	64.8	49.9	43.1
	$2^+_{\hat{n}r} \to 4^+_{yr}$	38.3	24.9	19.7
	$4^+_{\hat{n}r} \to 6^+_{yr}$	35.2	21.2	9.2
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{\hat{n}r}$	118.3	117.8	160.13
	$4^+_{\hat{n}r} \to 2^+_{\hat{n}r}$	166.3	172.7	23.8
^{154}Gd	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	156.7	156.7	157
$\Omega_2 = 1.96$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	223.8	223.8	245
	$6^+_{yr} \to 4^+_{yr}$	246.9	246.5	285
	$8^+_{yr} \to 6^+_{yr}$	258.6	258.1	312
	$10^+_{yr} \to 8^+_{yr}$	265.4	265.1	360
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{yr}$	10.7	8.2	0.86
	$2^+_{\hat{n}r} \to 2^+_{yr}$	15.3	11.7	6
	$0^+_{\hat{n}r} \to 2^+_{yr}$	53.7	40.5	52
	$2^+_{\hat{n}r} \to 4^+_{yr}$	28.9	20.4	19
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{\hat{n}r}$	160.6	155.1	97
^{154}Sm	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	170.1	170.1	176
$\Omega_2 = 2.042$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	243	243	245
	$6^+_{yr} \to 4^+_{yr}$	267.6	267.6	289
	$8^+_{yr} \to 6^+_{yr}$	280.1	280.1	319
	$10^+_{yr} \to 8^+_{yr}$	287.7	287.7	314
	$12^+_{yr} \to 10^+_{yr}$	292.8	292.8	282
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{yr}$	7.1	6.4	0.58
	$2^+_{\hat{n}r} \to 4^+_{yr}$	18.2	16.4	<2.4
^{160}Gd	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	201.5	201.5	201.2
$\Omega_2 = 2.28$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	287.8	287.9	
^{164}Er	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	181.5	181.5	206
$\Omega_2 = 2.2$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	259.3	259.3	260
	$6^+_{yr} \to 4^+_{yr}$	285.6	285.6	
	$8^+_{yr} \to 6^+_{yr}$	299	299	343
	$10^+_{yr} \to 8^+_{yr}$	307.1	307.2	353
	$12^+_{yr} \to 10^+_{yr}$	312.6	312.6	294
	$14^+_{yr} \to 12^+_{yr}$	316.5	316.5	<526
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{yr}$	9.4	10.5	0.23
^{232}Th	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	198.6	198.6	198
$\Omega_2 = 2.9$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	283.8	283.8	286
	$6^+_{yr} \to 4^+_{yr}$	312.5	312.5	326
	$8^+_{yr} \to 6^+_{yr}$	327.2	327.2	344
	$10^+_{yr} \to 8^+_{yr}$	336	336	363
	$12^+_{yr} \to 10^+_{yr}$	342	342	370
	$14^+_{yr} \to 12^+_{yr}$	346.3	346.3	390
	$16^+_{yr} \to 14^+_{yr}$	349.5	349.5	390
	$18^+_{yr} \to 16^+_{yr}$	352	352	450
	$20^+_{yr} \to 18^+_{yr}$	354	354	360
	$22^+_{yr} \to 20^+_{yr}$	355.7	355.7	420
	$24^+_{yr} \to 22^+_{yr}$	357.1	357.1	240
	$26^+_{yr} \to 24^+_{yr}$	358.2	358.2	350
	$28^+_{yr} \to 26^+_{yr}$	359.2	359.2	700
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{yr}$	6.5	5.7	2.8
	$2^+_{\hat{n}r} \to 2^+_{yr}$	9.3	8.2	0.52
	$2^+_{\hat{n}r} \to 4^+_{yr}$	17.4	16.2	3.3
^{236}U	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	243.8	244.7	250
$\Omega_2 = 3.256$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	348.4	349.6	357
	$6^+_{yr} \to 4^+_{yr}$	383.7	385.1	385
	$8^+_{yr} \to 6^+_{yr}$	401.6	403.1	390
	$10^+_{yr} \to 8^+_{yr}$	412.5	414.1	360
	$12^+_{yr} \to 10^+_{yr}$	419.8	421.4	410
	$14^+_{yr} \to 12^+_{yr}$	425.1	426.7	450
	$16^+_{yr} \to 14^+_{yr}$	429.1	430.6	380
	$18^+_{yr} \to 16^+_{yr}$	432.2	433.7	490
	$20^+_{yr} \to 18^+_{yr}$	434.6	436.2	510
	$22^+_{yr} \to 20^+_{yr}$	436.7	438.3	520
	$24^+_{yr} \to 22^+_{yr}$	438.4	440	670
	$26^+_{yr} \to 24^+_{yr}$	439.8	441.4	670
	$28^+_{yr} \to 26^+_{yr}$	441	442.7	1100
^{238}U	$2^+_{yr} \to 0^+_{yr}$	267	267	281
$\Omega_2 = 3.42$	$4^+_{yr} \to 2^+_{yr}$	381.4	381.4	
	$6^+_{yr} \to 4^+_{yr}$	420.1	420.1	
	$8^+_{yr} \to 6^+_{yr}$	439.8	439.8	410
	$10^+_{yr} \to 8^+_{yr}$	451.7	451.7	480
	$12^+_{yr} \to 10^+_{yr}$	459.7	459.7	500
	$14^+_{yr} \to 12^+_{yr}$	465.5	465.5	491
	$16^+ \to 14^+_{yr}$	469.8	469.8	490
	$18^+_{yr} \to 16^+_{yr}$	473.2	473.2	480
	$20^+_{yr} \to 18^+_{yr}$	475.9	475.9	460
	$22^+_{yr} \to 20^+_{yr}$	478.1	478.1	490
	$24^+_{yr} \to 22^+_{yr}$	480	480	530
	$26^+_{yr} \to 24^+_{yr}$	481.6	481.6	585
	$28^+_{yr} \to 26^+_{yr}$	482.9	482.9	540
	$30^+_{yr} \to 28^+_{yr}$	484.1	484.1	184
	$2^+_{\hat{n}r} \to 0^+_{yr}$	6.9	5.9	0.38

решениями трансцендентного уравнения (12). В табл. 1 даны значения подгоночных параметров для рассматриваемых ядер.

В табл. 2 представлены внутри/междуполосные приведенные вероятности $E2$-переходов (в единицах Вайскопфа (W.u.)) в yrast- и первой

Таблица 3. Сравнения внутри/междуполосных приведенных вероятностей $E1$-переходов (в единицах Вайскопфа (W. u.)) в энергетических уровнях yrast- и первой nonyrast-полос с экспериментальными данными [23]

Ядро	$E1$-переходы	[17]	[18]	Exp. [23]
^{150}Nd	$1^-_{yr} \to 2^+_{yr}$	0.0074	0.0074	0.0074
$\Omega_1 = 0.0142$	$3^-_{yr} \to 4^+_{yr}$	0.0037	0.0064	0.0045
	$5^-_{yr} \to 6^+_{yr}$	0.0064	0.0061	0.007
	$1^-_{yr} \to 0^+_{yr}$	0.0049	0.0036	0.0039
	$3^-_{yr} \to 2^+_{yr}$	0.0068	0.0047	0.0042
	$5^-_{yr} \to 4^+_{yr}$	0.0063	0.0050	0.007
	$3^-_{fir} \to 4^+_{fir}$	8.0×10^{-4}	1.1×10^{-5}	3.7×10^{-4}
	$3^-_{fir} \to 2^+_{fir}$	6.0×10^{-4}	1.0×10^{-5}	8.1×10^{-5}
	$3^-_{fir} \to 4^+_{yr}$	7.1×10^{-6}	3.6×10^{-4}	1.7×10^{-4}
	$3^-_{fir} \to 2^+_{yr}$	9.1×10^{-6}	4.8×10^{-4}	8.0×10^{-5}
^{154}Gd	$1^-_{yr} \to 0^+_{yr}$	0.0436	0.0449	0.0436
$\Omega_1 = 0.05$	$1^-_{yr} \to 2^+_{yr}$	0.0871	0.09	0.0485
	$1^-_{yr} \to 0^+_{fir}$	0.0029	0.0022	0.0057
	$1^-_{yr} \to 2^+_{fir}$	0.0037	0.0027	0.0064
^{154}Sm	$1^-_{yr} \to 0^+_{yr}$	0.0058	0.0058	0.0058
$\Omega_1 = 0.018$	$1^-_{yr} \to 2^+_{yr}$	0.0116	0.0116	0.0113
	$3^-_{yr} \to 2^+_{yr}$	0.0074	0.0075	0.008
	$3^-_{yr} \to 4^+_{yr}$	0.0099	0.01	0.0092
^{160}Gd	$1^-_{yr} \to 2^+_{yr}$	0.0065	0.0065	0.006
$\Omega_1 = 0.0136$	$1^-_{yr} \to 0^+_{yr}$	0.0032	0.0032	0.0032
	$3^-_{yr} \to 4^+_{yr}$	0.0055	0.0056	0.0013
	$3^-_{yr} \to 2^+_{yr}$	0.0042	0.0041	0.0016
	$1^-_{fir} \to 2^+_{yr}$	0.00035	0.00027	0.001
	$1^-_{fir} \to 0^+_{yr}$	0.00017	0.00011	0.00062
^{162}Er	$1^-_{yr} \to 0^+_{yr}$	1.2×10^{-7}	1.2×10^{-7}	–
$\Omega_1^G = 0.0008$	$3^-_{fir} \to 2^+_{yr}$	1.5×10^{-7}	1.5×10^{-7}	$<1.4 \times 10^{-7}$
$\Omega_1^O = 0.00008$	$3^-_{fir} \to 4^+_{yr}$	1.9×10^{-7}	2.1×10^{-7}	$<1.1 \times 10^{-7}$
^{238}U	$2^+_{fir} \to 1^-_{yr}$	1.3×10^{-4}	1.2×10^{-4}	1.1×10^{-4}
$\Omega_1 = 0.018$	$2^+_{fir} \to 3^-_{yr}$	2.0×10^{-4}	1.7×10^{-4}	3.5×10^{-4}

nonyrast-полосах для деформируемых аксиально-симметричных четно-четных ядер: ^{150}Nd, ^{154}Sm, ^{154,160}Gd, ^{164}Er, ^{232}Th и ^{236,238}U с квадрупольной и октупольной деформациями. Для всех рассматриваемых ядер внутриполосные приведенные вероятности $E2$-переходов в yrast-полосе описываются хорошо. Это показывает, что в yrast-полосе вращательное движение играет доминирующую роль. Но междуполосные вероятности $E2$-переходов, например $2^+_{fir} \to 0^+_{yr}$; $4^+_{fir} \to 2^+_{yr}$ и $4^+_{fir} \to 2^+_{fir}$ всех рассматриваемых ядер, описываются плохо. Кажется, что здесь необходимо учесть более сложный вид вращательно-колебательного движения.

В табл. 3 представлены внутри/междуполосные приведенные вероятности $E1$-переходов (в единицах Вайскопфа (W.u.)) в yrast- и первой nonyrast-полосах для деформируемых аксиально-симметричных четно-четных ядер: ^{150}Nd, ^{154}Sm, ^{154,160}Gd, ^{162}Er и ^{238}U с квадрупольной и октупольной деформациями. Из табл. 3 ясно, что представленная модель хорошо описывает приведенные вероятности $E1$-переходов в yrast-полосе рассматриваемых ядер.

Отметим, что значения параметров Ω_1 и Ω_2 принимают одинаковые значения для обоих потенциалов, за исключением ядра ^{164}Er в случае $E1$-переходов. По нашим расчетам $\Omega_1 < \Omega_2$, это приводит и, как следствие, к основному вкладу квадрупольных колебаний поверхности тяжелых ядер.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная работа обеспечивает модельное описание внутри/междуполосных приведенных вероятностей $E1$- и $E2$-переходов в тяжелых

четно-четных ядрах на основе неадиабатической коллективной модели [19]. Полученный модельный формализм обеспечивает приемлемое описание энергетического спектра переменной четности внутри высокой nonyrast-области коллективного возбуждения. На основе этой модели можно предсказать возможные внутри/междуполосные приведенные вероятности $E1$- и $E2$-переходов между одинаковыми и противоположными четностями, включая состояния с большими спинами. Показана доминирующая роль вращательного движения в рассматриваемых коллективных возбуждениях.

Отметим, что для описания приведенных вероятностей $E1$- и $E2$-переходов используются подгоночные параметры, полученные при описании энергетических уровней yrast-, первой nonyrast- и второй nonyrast-полос переменной четности [17, 18].

Авторы выражают благодарность А.В. Хугаеву за проявленный интерес к данной работе и критические замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта № OT-F2-14 Академии наук Республики Узбекистан.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Celler, Ch. Briançon, J. S. Dionisio, A. Lefebvre, Ch. Vieu, J. Żylicz, R. Kulessa, C. Mittag, J. Fernandez-Niello, Ch. Lauterbach, H. Puchta, and F. Riess, Nucl. Phys. A **432**, 421 (1985).
2. P. Schüler, Ch. Lauterbach, Y. K. Agarwal, J. De Boer, K. P. Blume, P. A. Butler, K. Euler, Ch. Fleischmann, C. Güther, E. Hauber, H. J. Maier, M. Marten-Tolle, Ch. Schandera, R. S. Simon, R. Tölle, and P. Zeyen, Phys. Lett. B **174**, 241 (1986).
3. J. Fernandez-Niello, H. Puchta, F. Riess, and W. Trautmann, Nucl. Phys. A **391**, 221 (1982).
4. R. J. Poynter, Ch. Lauterbach, Y. K. Agarwal, J. De Boer, K. P. Blume, P. A. Butler, K. Euler, Ch. Fleischmann, C. Günther, E. Hauber, H. J. Maier, M. Marten-Tölle, Ch. Schandera, R. S. Simon, R. Tölle, and P. Zeyen, Phys. Lett. B **232**, 447 (1989).
5. S. Åberg, H. Flocard, and W. Nazarewicz, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **40**, 439 (1990).
6. G. A. Leander, W. Nazarewicz, G. F. Bertsch, and J. Dudek, Nucl. Phys. A **453**, 58 (1986).
7. P. A. Butler and W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A **533**, 249 (1991).
8. В. М. Струтинский, Ат. энергия **4**, 150 (1956).
9. В. Ю. Денисов, ЯФ **49**, 399 (1989).
10. А. Я. Дзюблик, В. Ю. Денисов, Укр. физ. журн. **37**, 1770 (1992).
11. А. Я. Дзюблик, В. Ю. Денисов, ЯФ **56**(3), 30 (1993) [Phys. At. Nucl. **56**, 303 (1993)]; Phys. At. Nucl. **57**, 1275 (Erratum) (1994).
12. А. Я. Дзюблик, В. Ю. Денисов, ЯФ **56**(3), 96 (1993) [Phys. At. Nucl. **56**, 477 (1993)]; Phys. At. Nucl. **57**, 1275 (Erratum) (1994).
13. V. Yu. Denisov and A. Ya. Dzyublik, Nucl. Phys. A **589**, 17 (1995).
14. A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. **99**, 253 (1976).
15. T. Thomas, C. Bernadrs, J.-M. Regis, M. Albers, C. Fransen, J. Jolie, S. Heinze, D. Radeck, N. Warr, and K.-O. Zell, Nucl. Phys. A **922**, 200 (2014).
16. Mushtaq A. Al-Jubbori, Huda H. Kassim, Fadhill I. Sharrad, Amin Attarzadeh, and I. Hossain, Nucl. Phys. A **970**, 438 (2018).
17. Ш. Шарипов, М. С. Надырбеков, Г. А. Юлдашева, Укр. физ. журн. **53**, 11 (2008).
18. М. С. Надырбеков, Г. А. Юлдашева, В. Ю. Денисов, ЯФ **78**, 240 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 215 (2015)].
19. А. С. Давыдов, *Возбужденные состояния атомных ядер* (Атомиздат, Москва, 1967).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифщиц, *Квантовая механика, нерелятивистская теория* (Наука, Москва, 1974).
21. M. S. Nadirbekov and N. Minkov, Int. J. Mod. Phys. **27**, 1850069 (2018).
22. N. Minkov, S. Drenska, M. Strecker, W. Scheid, and H. Lenske, Phys. Rev. C **85**, 034306 (2012).
23. http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/

REDUCED $E1$- AND $E2$-TRANSITION PROBABILITIES IN THE ALTERNATING-PARITY SPECTRA OF HEAVY EVEN–EVEN NUCLEI

M. S. Nadirbekov[1)], S. N. Kudiratov[1)], F. N. Temirov[2)]

[1)] *Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent*
[2)] *Samarkand State Medical Institute, Uzbekistan*

Intra/interband reduced $E1$- and $E2$-transition probabilities in collective states of the yrast and first nonyrast bands with the alternating parity of lanthanide ^{150}Nd, ^{154}Sm, ^{154,160}Gd, ^{162,164}Er and actinide ^{232}Th, ^{236,238}U nuclei are studied. The $B(E1)$, $B(E2)$ values are calculated and compared with the available experimental data. A variation surface deformations of nucleus at collective excitation were taken into account.