



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-86-69

Б.А.Аликов, Х.Н.Бадалов, Г.И.Лизурей,
Н.А.Малахов, И.С.Махмудов, Т.М.Муминов,
У.А.Тураев, А.Б.Халикулов, И.А.Шаронов

ВЕРОЯТНОСТИ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ

В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ ЭРБИЯ

С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ $A = 159:167$

Направлено в Оргкомитет 36 Совещания по ядерной
спектроскопии и структуре атомного ядра
/Харьков, апрель 1986 г / и в Известия АН СССР

1986

I. ВВЕДЕНИЕ

Приведенные вероятности электромагнитных переходов, в отличие от статических моментов и энергий, крайне чувствительны к деталям волновых функций состояний, связанных гамма-переходами. Это определяется тем обстоятельством, что зависимость величины приведенной вероятности от волновых функций двух состояний является квадратичной.

Свойства электромагнитного излучения хорошо изучены, и поэтому исследования вероятностей гамма-переходов и их теоретический анализ в рамках современных моделей атомного ядра являются наиболее прямым и точным способом изучения структуры ядра, и позволяют уточнить роль различных остаточных взаимодействий, таких, как парные корреляции сверхтекучего типа, кориолисово смешивание, квазичастично-фоонное, спин-спиновое взаимодействия.

Настоящая работа посвящена расчетам приведенных вероятностей E2-, E1-, M1-переходов и магнитных моментов в нечетных ядрах эрбия с массовым числом $A = 159 - 167$ в рамках неадиабатической вращательной модели Пятова и др.^{/1,2/}. При проведении расчетов использовались одночастичная схема уровней и амплитуды кориолисова смешивания в волновых функциях вращательных состояний, рассчитанные ранее^{/3/} с использованием аксиально-симметричного потенциала Саксона-Вудса.

2. АНАЛИЗ ПРИВЕДЕННЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Используя данные об энергиях электромагнитных переходов - E_γ , относительных интенсивностях - I_γ , мультипольного состава гамма-переходов и времен жизни - $T_{1/2}$ возбужденных состояний из работ по исследованию радиоактивного β -распада ядер тулия^{/4-16/} и различных ядерных реакций^{/8-12,17-20/}, а также значения $B(E2)$, полученные в экспериментах по кулоновскому возбуждению^{/21,22/}, мы рассчитали экспериментальные значения приведенных вероятностей электромагнитных переходов и их ошибки, связанные в основном с экспериментальными ошибками величин $T_{1/2}$, I_γ и δ^2 (табл. 1,3,4,5,7).

Как мы говорили выше, анализ приведенных вероятностей электромагнитных переходов и магнитных моментов исследуемых ядер эрбия про-

водился в рамках неадиабатической вращательной модели (НВМ)^{/1,2/}. При вычислении приведенных вероятностей E2-переходов в качестве свободного параметра модели используется величина внутреннего квадрупольного момента Q_0 , при вычислении вероятностей M1-переходов и магнитных моментов - величина гиромагнитного фактора g_R , выбираемого близким к значениям g_R в соседних четно-четных ядрах ($\sim 0,3 - 0,4$). Приведенные вероятности E1-переходов вычисляются в рамках используемой модели без введения дополнительных свободных параметров.

Амплитуды кориолисова смешивания, энергии вращательных уровней и поляризационные факторы НВМ рассчитывались для упрощения^{/1,2/} без учета эффекта блокировки одноквазичастичных состояний и в квазиклассическом приближении. Однако при описании вероятностей гамма-переходов, особенно электрических, важную роль играет точное определение сверхтекучих поправок R_γ , что невозможно без учета эффекта блокировки.

2.1. Приведенные вероятности внутриспоровых E2-переходов

Результаты расчетов приведенных вероятностей внутриспоровых E2-переходов приведены в табл. I, где проводится сравнение с экспериментальными значениями $B(E2)$ (в табл. I-5 и 7 приведены факторы задержки $F = B(\sigma L)_{\text{теор}} / B(\sigma L)_{\text{эксп}}$ с ошибками ΔF).

При проведении расчетов вероятностей внутриспоровых E2-переходов оказалось, что в большинстве случаев в качестве свободного параметра можно использовать теоретическое значение внутреннего квадрупольного момента Q_2 для основного состояния изучаемого ядра. Теоретические значения величин Q_2 , вычисленные в анизотропном потенциале Саксона-Вудса, заимствованы из работы^{/23/}. Для ядер эрбия с $A = 161, 163, 165, 167$ мы использовали значения Q_2 , равные соответственно 6,28; 6,68; 7,08 и 7,21 барн. Использование для ядра ^{159}Er как теоретического значения $Q_2 = 5,44$ барн, так и величины квадрупольного момента четно-четного остова $Q_0 = 5,25(14)$ барн^{/24/} приводит к заниженным значениям теоретических вероятностей внутриспоровых E2-переходов. Поэтому в настоящей работе мы используем для ^{159}Er подобранное значение $Q_0 = 6,2$ барн.

Из табл. I видно, что в целом для приведенных вероятностей внутриспоровых E2-переходов получено неплохое согласие.

Сравним полученные нами результаты с результатами работы^{/12/}. Для улучшения согласия с экспериментом в случае $^{163,165}\text{Er}$ авторы^{/12/} использовали квадрупольные деформации ϵ на 10-15% больше рекомендованных в работе Экстрема и Ламм^{/25/}. В наших расчетах получено хорошее согласие при равновесных значениях квадрупольной деформации ϵ (табл. 2), которые практически не отличаются от рекомендованных в^{/25/}.

Табл. I. Приведенные вероятности внутриволновых E2-переходов в нечетных ядрах эрбия (во всех таблицах $F = B(\sigma L)_{\text{теор}} / B(\sigma L)_{\text{эксп}}$ - фактор задержки; запись $9/2^+(5/2[642])$ указывает на сильно смешанное корриolisовым взаимодействием состояние с лидирующим компонентом $5/2[642]$; запись $9,5(5)\text{-II}$ означает $(9,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-\text{II}}$)

E_{γ} (кэВ) ($I_{\gamma/2}(c)$)	E_{β} (кэВ)	$I^{\pi} K [N\pi_2 \Lambda]$		B(E2) эксп. ($e^2 \text{ ф}^2$)	$F_{\text{PC SW}}$	F_w
		нач. сост.	кон. сост.			
1	2	3	4	5	6	7
^{159}Er						
59,18 ($\leq 3,0\text{-}10$)	59,10	$5/2^- 3/2 [521]$	$3/2^- 3/2 [521]$	$\approx 1,52$	$\leq 0,88$	$\leq 3,4\text{-}3$
144,11 ($\leq 1,7\text{-}10$)	84,84 144,05	$7/2^- 3/2 [521]$	$5/2^- 3/2 [521]$ $3/2^- 3/2 [521]$	$> 1,40$ $\approx 0,28$	$\leq 0,68$ $\leq 2,0$	$\leq 3,6\text{-}3$ $\leq 1,8\text{-}2$
434,5 ($9,5(5)\text{-}11$)	209,0	$17/2^+ 1/2 [660]$	$13/2^+ 1/2 [660]$	1,22(6)	0,95(4)	4,2-3
^{161}Er						
59,51 ($\leq 1,5\text{-}10$)	59,51	$5/2^- 3/2 [521]$	$3/2^- 3/2 [521]$	$> 1,1$	$\leq 1,2$	$\leq 4,7\text{-}3$
143,92 ($\leq 1,8\text{-}10$)	84,40 143,92	$7/2^- 3/2 [521]$	$5/2^- 3/2 [521]$ $3/2^- 3/2 [521]$	$> 0,71$ $> 0,31$	$\leq 1,4$ $\leq 1,8$	$\leq 7,3\text{-}3$ $\leq 1,7\text{-}2$
212,91 ($8,1(6)\text{-}10$)	23,49	$5/2^+ 5/2 [642]$	$9/2^+ (5/2^+ [642])$	1,77(14)	0,50(4)	2,9-3
217,37 ($5,5(5)\text{-}10$)	27,92	$7/2^+ 5/2 [642]$	$9/2^+ (5/2 [642])$	1,81(17)	0,56(6)	2,9-3
266,45 ($\leq 3,0\text{-}10$)	94,38	$7/2^+ 5/2 [523]$	$5/2^+ 5/2 [523]$	$> 2,1$	$\leq 0,54$	$\leq 2,5\text{-}3$
^{163}Er						
83,96 ($9,2(8)\text{-}10$)	83,97	$7/2^+ 5/2 [523]$	$5/2^+ 5/2 [523]$	1,88(18)	0,9(1)	2,8-3
^{165}Er						
77,25 ($9,0(9)\text{-}10$)	77,26	$7/2^+ 5/2 [523]$	$5/2^+ 5/2 [523]$	2,0(3)	0,93(16)	2,7-3
296,12 ($\leq 2,4\text{-}10$)	53,20	$5/2^- 3/2 [521]$	$3/2^- 3/2 [521]$	$> 0,80$	$\leq 2,0$	$\leq 6,7\text{-}3$
356,52 ($3,5(6)\text{-}10$)	59,16	$3/2^- 1/2 [521]$	$1/2^- 1/2 [521]$	0,26	4,0	2,1-2
^{167}Er						
79,32 ($7,1(21)\text{-}11$)	79,30	$9/2^+ 7/2 [633]$	$7/2^+ 7/2 [633]$	1,43(69)	1,2(4)	6,4-3
177,95 ($5,9(6)\text{-}11$)	98,63 177,90	$11/2^+ 7/2 [633]$	$9/2^+ 7/2 [633]$ $7/2^+ 7/2 [633]$	1,42(32) 0,66(7)	1,2(2) 0,56(7)	3,8-3 8,3-3
264,87 ($1,47(5)\text{-}9$)	57,10	$3/2^- 1/2 [521]$	$1/2^- 1/2 [521]$	1,21(57)	0,9(3)	4,5-3

В отличие от ^{167}Er при проведении расчетов мы учитывали также равновесные значения гексадекапольных деформаций.

Заметно отличается от экспериментальной только величина рассчитанной приведенной вероятности E2-перехода $59,16 \text{ кэВ } (3/2^- 1/2 [521]) \rightarrow 1/2^- 1/2 [521]$ в ^{165}Er , где фактор задержки $F = 4$. Как будет показано ниже (разд. 2.4), M1-компонент этого перехода тоже ускорен. По-видимому, можно предположить, что время жизни уровня $356,5 \text{ кэВ } (3/2^- 1/2 [521])$, $T_{1/2} = 0,35(6) \text{ нс } ^{165}\text{Er}$ измерено неточно и завышено в ~ 4 раза.

Таблица 2. Сравнение факторов задержки F некоторых внутриволновых E2-переходов в ^{163}Er , ^{165}Er (используемые в настоящей работе значения ϵ рассчитаны из величин теоретических значений электрических моментов Q_2 и Q_4 , заимствованных в ^{163}Er).

Ядро	E_{γ} (кэВ)	конечное состояние	^{163}Er		^{165}Er	
			ϵ	F	ϵ	F
^{163}Er	83,97	$5/2^+ 5/2 [523]$	0,252	1,09	0,250	0,9(1)
^{165}Er	77,26	$5/2^+ 5/2 [523]$	0,261	1,03	0,260	0,93(16)
	53,20	$3/2^- 3/2 [521]$	0,261	2,9	0,260	≤ 2

2.2. Приведенные вероятности межволновых E2-переходов

Результаты расчетов приведенных вероятностей межволновых E2-переходов приведены в табл.3. Видно, что межволновые переходы, как разрешенные, так и K-запрещенные, описываются в рамках НВМ заметно хуже, чем внутриволновые E2-переходы. Расхождение с экспериментом достигает в некоторых случаях значительной величины ($2 \cdot 10^{-3} - 110$), что нельзя объяснить неточным измерением времени жизни и (или) коэффициента смеси мультипольностей δ^2 , так как вероятности M1-компонентов соответствующих межволновых переходов (табл.7) описываются вполне удовлетворительно.

Приведенная вероятность электромагнитного перехода определяется квадратичной зависимостью от волновых функций начального и конечного состояний и поэтому очень чувствительна даже к небольшим изменениям компонентов волновых функций. Рассмотрим для примера переход $297,36 \text{ кэВ } (1/2^- 1/2 [521]) \rightarrow 5/2^- 5/2 [523]$ в ^{165}Er . В рамках вращательной модели этот $|\Delta K| = 2$ переход сильно задержан ($F = 2,0 \cdot 10^{-3}$). Если учесть тот факт, что состояние $297,30 \text{ кэВ } (1/2^- 1/2 [521])$ не является чисто одноквазичастичным ($|1/2^- \rangle = 89\% [521] \downarrow + 8\% [523] \downarrow + Q_{221} \uparrow + 1\% [521] \uparrow + Q_{221} \uparrow$), табл.6 в работе ^{165}Er и рассчитаем в рамках квазичастично-фононной мо-

Таблица 3. Приведенные вероятности межполосных E2-переходов

$E_{\gamma p}$ (кэВ) ($T_{1/2}(C)$)	E_{γ} (кэВ)	$I^{\pi} K [Nn_2 \Lambda]$		B(22) эксп. ($e^2 s^2$)	F_{sw}^{pc}	F_w
		нач. сост.	кон. сост.			
1	2	3	4	5	6	7
^{159}Er						
428, 71 (6,6(6)-7)	284,70	11/2 ⁻ 11/2 [505]	7/2 ⁻ 3/2 [521]	1,8(3)-5	0,22(5)	2,4+2
^{161}Er						
172,05 (2,5(4)-10)	28,18 112,56 172,05	3/2 ⁻ 5/2 [523]	7/2 ⁻ 3/2 [521]	0,14	1,1	3,7-2
			5/2 ⁻ 3/2 [521]	7,2-2	1,1	7,2-2
			3/2 ⁻ 3/2 [521]	2,0-2	0,25	0,25
266,45 (4,3,0-10)	16,70 122,55 206,95 266,32	7/2 ⁻ 5/2 [523]	9/2 ⁻ 3/2 [521]	≥0,47	≤0,37	≤1,1-2
			7/2 ⁻ 3/2 [521]	≥4,3-2	≤0,28	≤0,12
			5/2 ⁻ 3/2 [521]	≥2,2-3	≤16	≤2,3
267,53 (2,2(2)-9)	78,07	13/2 ⁺ 1/2 [660]	9/2 ⁺ (5/2 [642])	1,0(1)	0,99(10)	5,2-3
395,4 (7,5(7)-6)	146,65 252,50	11/2 ⁻ 11/2 [505]	9/2 ⁻ 3/2 [521]	1,34(65)-6	5,7(19)	3,9+3
			7/2 ⁻ 3/2 [521]	3,57(74)-7	29,8(45)	9,3+3
^{163}Er						
104,30 (3,0(5)-10)	104,32	3/2 ⁻ 3/2 [521]	5/2 ⁻ 5/2 [523]	1,3(7)-2	7,8(27)	0,42
^{165}Er						
242, 34 (3,1(3)-10)	165,60 242,90	3/2 ⁻ 3/2 [521]	7/2 ⁻ 5/2 [523]	5,1(8)-3	6,2(12)	1,1
			5/2 ⁻ 5/2 [523]	2,5(1)-3	9,5(4)	2,1
296, 12 (4,2,4-10)	216,80 296,08	5/2 ⁻ 3/2 [521]	7/2 ⁻ 5/2 [523]	≥6,9-3	≤31	≤0,78
			5/2 ⁻ 5/2 [523]	≥3,5-3	≤14	≤1,5
297,37 (7,0(8)-10)	54,44 297,36	1/2 ⁻ 1/2 [521]	3/2 ⁻ 3/2 [521]	0,13(7)	5(+6)-2	4,2-2
			5/2 ⁻ 5/2 [523]	1,1(1)-2	2,3(2)-3	0,48
356, 52 (3,5(6)-10)	60,41 113,60	3/2 ⁻ 1/2 [521]	5/2 ⁻ 3/2 [521]	1,4(7)-2	0,42(+40)	0,38
			3/2 ⁻ 3/2 [521]	5,5-3	3,1	0,97
507,42 (7,0(12)-10)	297,20 356,50 460,20	1/2 ⁺ (1/2 [660] +1/2 [400])	7/2 ⁻ 5/2 [523]	3,0(5)-3	0,12(2)	1,8
			5/2 ⁻ 5/2 [523]	1,7(6)-3	0,10(5)	3,2
			5/2 ⁺ 5/2 [642]	2,7(5)-3	1,8(2)	2,0
551,0 (2,5(3)-7)	473,7	11/2 ⁻ 11/2 [505]	7/2 ⁻ 5/2 [523]	4,1(5)-7	1,1(2)-2	1,3+4
745,97 (1,00(15)-9)	696,60	1/2 ⁺ (1/2 [400] +1/2 [600])	5/2 ⁺ 5/2 [642]	5,0(8)-5	106(15)	1,1+2
^{167}Er						
531,54 (1,7(2)-11)	531,50	3/2 ⁺ (3/2 [402] +3/2 [651])	7/2 ⁺ 7/2 [633]	3,7(3)-2	1,6(1)-2	0,15
810,53 (3,48(38)-12)	810,53	5/2 ⁺ 5/2 [642]	7/2 ⁺ 7/2 [633]	4,6(5)-2	1,0(1)	0,12

дели /26,27/ приведенную вероятность E2-перехода 297,36 кэВ, то получим фактор задержки $F = 2,3$.

При обсуждении вероятностей внутриволосных E2-переходов мы предполагали (см. 2.1), что время жизни уровня 356,6 кэВ (3/2⁻1/2 [521], $T_{1/2} = 0,35(6)$ нс) в ^{165}Er возможно, завышено в ~4 раза. Если этот факт действительно имеет место, то факторы задержки межполосных E2-($|\Delta K|=1$)-переходов 60,41; 113,6 и $|\Delta K|=2$ -переходов 279,2 и 356,5 кэВ, разряжающих состояние 356,5 кэВ в ^{165}Er , следует уменьшить в ~4 раза. Тогда факторы задержки E2-переходов, разряжающих состояние 356,5 кэВ, будут равны: для переходов на уровни 5/2⁻ и 3/2⁻ полосы 3/2⁻[521] - 0,11 и 0,78 соответственно, а для переходов на уровни 7/2⁻ и 5/2⁻ полосы 5/2⁻[523] - 0,03 и 0,02 соответственно. Расчеты приведенных вероятностей с учетом квазичастично-фонового взаимодействия, проведенные в /28/ для последних двух переходов, дают факторы задержки, равные 0,1 и 1,8 соответственно (при условии, что время жизни состояния 356,5 кэВ в ^{165}Er уменьшено в 4 раза). Вероятности E2($|\Delta K|=1$)-переходов, идущих на уровни полосы 3/2⁻[521], определяются, очевидно, главным образом кориолисовым взаимодействием, хотя при учете квази-частично-фонового взаимодействия возможно улучшение согласия с экспериментом.

В ^{165}Er известны два состояния положительной четности с $K^{\pi} = 1/2^{+}$ (507,4 и 746,0 кэВ), интерпретируемые как $\Delta N=2$ -смешанные состояния $1/2^{+}([660] + [400])$ и $1/2^{+}([400] + [660])$ соответственно. Оба эти состояния разряжаются E2($|\Delta K|=2$)-переходами 460,2 и 698,6 кэВ на уровень 5/2⁺ полосы 5/2[642]. Расчеты приведенных вероятностей в рамках КМ /28/ дали факторы задержки 0,08 и 3,8 соответственно. Если учесть, что орбиталь $1/2^{+}[660]$ в нечетно-нейтронных ядрах этой массовой области испытывает сильное кориолисово смешивание с другими орбиталями из подполоски $1/2^{+}13/2$, то более корректно вероятность таких E2-переходов должна описываться в рамках модели, одновременно учитывающей кориолисово и квазичастично-фононное взаимодействие.

2.3. Приведенные вероятности E1-переходов

Результаты расчетов приведенных вероятностей E1-переходов в исследуемых изотопах эрбия приведены в табл. 4. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом (теоретические значения B(E1) в основном отличаются от экспериментальных не более, чем в 7 раз, как для разрешенных, так и K-запрещенных E1-переходов), за исключением переходов 195,6 кэВ (11/2⁻11/2 [505] → 13/2⁺5/2 [642], $F=5,0 \cdot 10^{-3}$) в ^{163}Er , 195,7 и 264,6 кэВ (3/2⁻3/2 [521] → 5/2⁺5/2 [642] и 1/2⁺(1/2 [660] + 1/2 [400]) → 3/2⁻3/2 [521], факторы задержки 101(9) и 383(77), соответственно) в ^{165}Er и 323,7 кэВ (3/2⁺(3/2 [402] → 1/2⁻1/2 [521], $F=37(7)$) в ^{167}Er .

Как мы уже говорили выше, при расчете вероятностей электрических переходов важно как можно точнее рассчитать сверхтекучие поправки R_f . Поэтому для примера мы скорректировали для ^{163}Er одночастичную энергию состояния $\Pi/2^- [505]$, одноквазичастичная энергия которого в модели независимых квазичастиц приблизительно на 600 кэВ больше экспериментальной, что, вероятно, связано с неучетом отличия равновесной деформации состояния $\Pi/2^- [505]$ от равновесной деформации основного состояния $^{23}/$. При использовании полученных при этом значений R_f факторы задержки ЕИ-переходов, разряжающих состояние $\Pi/2^- [505]$ на уровни смешанной полосы $5/2^+ [642]$, заметно улучшились - $F(\Pi/2^- \rightarrow I3/2^+) = 3,1(8)$, $F(\Pi/2^- \rightarrow \Pi/2^+) = 1,3(2)$, $F(\Pi/2^- \rightarrow 9/2^+) = 2,6(7)$.

Факторы задержки переходов 195,7 и 264,6 кэВ в ^{165}Er и 323,7 кэВ в ^{167}Er , по-видимому, в первую очередь объясняются тем, что в

Таблица 4. Приведенные вероятности ЕИ-переходов

$E_{\text{пр}}(\text{кэВ})$ ($\Gamma_{1/2}(\text{с})$)	$E_f(\text{кэВ})$	$I^{\pi} \kappa [N\pi_z \Lambda]$		$B(EI) \text{ эксп.}$ ($e^2 \text{б}^2$)	$F_{\text{sw}}^{\text{PC}}$	F_w
		нач. сост.	кон. сост.			
1	2	3	4	5	6	7
^{159}Er						
182,50 (3,4(2)-7)	38,35	$9/2^+(1/2 [660])$	$7/2^-3/2 [521]$	1,3(1)-7	2,9(2)	2,8+4
428,75 (6,6(6)-7)	246,3	$\Pi/2^- \Pi/2 [505]$	$9/2^+(1/2 [660])$	7,6(29)-11	0,21(14)	4,6+7
302,8 (2,2(1)-10)	243,1	$7/2^+3/2 [651]$	$5/2^-3/2 [521]$	1,64(35)-7	8,5(16)	2,1+4
^{161}Er						
189,46 (7,5(3)-8)	45,54	$9/2^+(5/2 [642])$	$7/2^-3/2 [521]$	4,1(2)-7	3,7(2)	8,3+3
212,91 (8,1(6)-10)	40,86	$5/2^+5/2 [642]$	$5/2^-5/2 [523]$	3,6(3)-6	2,6(3)	9,5+2
	69,00		$7/2^-3/2 [521]$	4,2(8)-7	4,3(8)	8,2+3
	158,37		$5/2^-3/2 [521]$	3,3(3)-7	2,2(2)	1,0+4
	212,88		$3/2^-3/2 [521]$	1,3(1)-7	1,1(1)	2,6+4
217,37 (5,5(5)-10)	73,48	$7/2^+5/2 [642]$	$7/2^-3/2 [521]$	2,1(8)-7	2,4(7)	1,7+4
306,50 (7,5(7)-8)	157,80		$5/2^-3/2 [521]$	2,5(3)-7	2,2(2)	1,4+4
	99,78	$\Pi/2^- \Pi/2 [505]$	$\Pi/2^+5/2 [642]$	6,9(9)-11	2,7(4)	5,0+7
	128,90		$13/2^+1/2 [660]$	4,0(5)-11	0,82(12)	8,6+7
	207,10		$9/2^+(5/2 [642])$	7,7(12)-12	0,18(3)	4,5+8
^{163}Er						
69,21 (8,8(5)-9)	69,21	$5/2^+5/2 [642]$	$5/2^-5/2 [523]$	5,9(9)-7	0,73(13)	5,7+3
443,80 (5,8(10)-7)	196,60	$\Pi/2^- \Pi/2 [505]$	$13/2^+5/2 [642]$	5,8(10)-11	5,0(9)-3	5,8+7
	244,60		$\Pi/2^+5/2 [642]$	4,7(8)-11	3,0(6)	7,3+7
	323,50		$9/2^+5/2 [642]$	1,4(3)-10	5,3(9)	2,4+7

Таблица 4 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7
^{165}Er						
47,16 (3,85(30)-9)	47,16	$5/2^+5/2 [642]$	$5/2^-5/2 [523]$	6,6(9)-6	3,6(4)	5,9+2
77,25 (9,0(9)-10)	30,10	$7/2^+5/2 [523]$	$5/2^+5/2 [642]$	2,4(3)-6	3,1(4)	1,4+3
242,94 (3,1(3)-10)	196,70	$3/2^-3/2 [521]$	$5/2^+5/2 [642]$	2,4(2)-8	101(9)	1,4+5
296,12 (4,2,4-10)	248,90	$5/2^-3/2 [521]$	$5/2^+5/2 [642]$	$\geq 7,6-8$	$\leq 0,2$	4,4+4
507,42 (7,0(12)-10)	150,85	$1/2^+(1/2 [660] +$ $+1/2^+ [400])$	$3/2^-1/2 [521]$ $1/2^-1/2 [521]$	1,4(2)-7 7,6(1)-8	24(3) 1,1(1)	2,4+4 4,4+4
	209,96		$3/2^-3/2 [521]$	3,0(5)-8	383(77)	1,1+5
551,0 (2,5(3)-7)	314,8	$\Pi/2^- \Pi/2 [505]$	$13/2^+5/2 [642]$	1,0(1)-10	0,33(4)	3,2+7
	383,7		$\Pi/2^+5/2 [642]$	1,7(2)-10	3,4(4)	1,9+7
745,97 (1,00(15)-9)	399,3	$1/2^+(1/2 [400] +$ $+1/2 [660])$	$3/2^-1/2 [521]$ $1/2^-1/2 [521]$	3,2(5)-8 2,0(3)-8	2,0(3) 16(2)	1,1+5 1,7+5
^{167}Er						
246,56 (1,0(1)-9)	246,50	$5/2^+5/2 [512]$	$7/2^+7/2 [633]$	1,0(1)-7	3,7(3)	3,1+4
581,54 (1,7(2)-11)	250,20	$3/2^+(3/2 [402] +$ $+3/2 [651])$	$5/2^-1/2 [521]$ $3/2^-1/2 [521]$ $1/2^-1/2 [521]$	2,3(6)-8 1,9(5)-8 9,7(25)-9	1,2(4) 5,8(12) 37(7)	1,4+5 1,7+5 3,4+5

наших расчетах недостаточно полно учитывается $\Delta N=2$ -смешивание орбиталей $I/2^+ [660]$ с $I/2^+ [400]$ и $3/2^+ [651]$ с $3/2^+ [402]$. Как говорилось ранее $^{3}/$, область $\Delta N=2$ -смешивания в модели независимых квазичастиц при используемых нами значениях параметров потенциала Саксона-Вудса наблюдается в области больших квадрупольных деформаций ($\beta_{20} \sim 0,32$), далеких от равновесных значений. Известно, что квазичастично-фононное взаимодействие приводит к расширению интервала $\Delta N=2$ -смешивания относительно значений квадрупольной деформации β_{20} и смещению его в область более низких значений β_{20} $^{3,29}/$. Возможные причины плохого описания вероятностей ЕИ-переходов 195,7 и 264,7 кэВ в ^{165}Er обсуждаются в нашей работе $^{30}/$, где приведены результаты расчетов в рамках модели, учитывающей кориолисово и квазичастично-фононное взаимодействия. Кроме того, можно ожидать, что учет недиагональных матричных элементов в гамильтониане деформированного ядра позволит более корректно учитывать $\Delta N=2$ -взаимодействие и улучшит согласие с экспериментом рассчитанных значений приведенных вероятностей ЕИ-переходов, связанных с $\Delta N=2$ -смешанными состояниями.

2.4. Приведенные вероятности MI-переходов.

Магнитные моменты

Результаты расчетов приведенных вероятностей внутриволосных MI-переходов и магнитных моментов основных состояний в нечетных ядрах эрбия с A=159-167 при различных значениях гиромагнитного фактора g_R приведены в табл. 5 и 6 соответственно, а вероятностей межволосных MI-переходов в табл. 7.

Теоретические значения приведенных вероятностей неплохо согласуются с экспериментом (факторы задержки не более чем в 2-3 раза отличаются от единицы), за исключением переходов, разрывающих состояние $II/2^- [505]$ в ^{161}Er и ^{165}Er . Из общей картины заметно выделяется лишь

Таблица 5. Приведенные вероятности внутриволосных MI-переходов

$E_{ур}$ (кэВ) ($T_{1/2}(с)$)	$E_{г}$ (кэВ)	$I^\pi K [N_2, \Lambda]$		B(M1) эксп. (я.м.) ²	F_{SW}^{PC}			F_w
		нач. сост.	кон. сост.		0,25	0,30	0,35	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
^{159}Er								
59,18 ($\leq 3,0-10$)	59,10	5/2 ⁻ 3/2 [521]	3/2 ⁻ 3/2 [521]	$> 3,7-2$	$\leq 2,0$	$\leq 2,2$	$\leq 2,5$	≤ 48
144,11 ($\leq 1,7-10$)	84,84	7/2 ⁻ 3/2 [521]	5/2 ⁻ 3/2 [521]	$> 5,2-2$	$\leq 1,8$	$\leq 2,1$	$\leq 2,3$	≤ 35
^{161}Er								
59,51 ($\leq 1,5-10$)	59,51	5/2 ⁻ 3/2 [521]	3/2 ⁻ 3/2 [521]	$> 8,3-2$	$\leq 1,0$	$\leq 1,1$	$\leq 1,2$	≤ 22
143,92 ($\leq 1,8-10$)	84,40	7/2 ⁻ 3/2 [521]	5/2 ⁻ 3/2 [521]	$> 5,2-2$	$\leq 2,1$	$\leq 2,3$	$\leq 2,5$	≤ 35
217,37 (5,5(5)-10)	27,92	7/2 ⁺ 5/2 [642]	9/2 ⁺ 5/2 [642]	8,9(8)-2	0,62(6)	0,70(7)	0,79(8)	20
266,45 ($\leq 3,0-10$)	94,38	7/2 ⁻ 5/2 [523]	5/2 ⁻ 5/2 [523]	$> 2,1-3$	$\leq 0,66$	$\leq 0,11$	$\leq 3-2$	$\leq 8,8-2$
^{163}Er								
83,96 (9,2(8)-10)	83,97	7/2 ⁻ 5/2 [523]	5/2 ⁻ 5/2 [523]	1,5(3)-3	1,0(3)	0,12(3)	0,11(3)	1,2-3
^{165}Er								
77,25 (9,0(9)-10)	77,26	7/2 ⁻ 5/2 [523]	5/2 ⁻ 5/2 [523]	2,1(9)-3	9(7)-2	7(6)-2	0,73(55)	8,6-2
296,12 ($\leq 2,4-10$)	53,20	5/2 ⁻ 3/2 [521]	3/2 ⁻ 3/2 [521]	$> 4,8-2$	$\leq 0,92$	$\leq 1,0$	$\leq 1,2$	≤ 37
356,52 (3,5(6)-10)	59,16	3/2 ⁻ 1/2 [521]	1/2 ⁻ 1/2 [521]	1,0(3)-3	12(4)	11(4)	9(4)	1,7-3
^{167}Er								
79,32 (7,1(21)-11)	79,30	9/2 ⁺ 7/2 [633]	7/2 ⁺ 7/2 [633]	0,16(5)	0,52(23)	0,61(27)	0,69(31)	19
177,95 (5,9(6)-11)	98,63	11/2 ⁺ 7/2 [633]	9/2 ⁺ 7/2 [633]	0,133(14)	1,0(1)	1,2(1)	1,3(1)	11
264,87 (1,47(5)-9)	57,10	3/2 ⁻ 1/2 [521]	1/2 ⁻ 1/2 [521]	1,9(4)-2	0,44(11)	0,37(10)	0,31(9)	93

переход $59,16 \text{ кэВ } (3/2^- \rightarrow 1/2^- \text{ во вращательной полосе } 1/2^- [521])$ в ^{165}Er , который заметно ускорен. При обсуждении вероятностей внутриволосных E2-переходов (разд. 2.1) мы обращали внимание на то, что E2-компонент внутриволосного перехода $59,16 \text{ кэВ}$ в ^{165}Er ускорен в 4 раза, в то время как приведенные вероятности других внутриволосных E2-переходов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Таким образом, учитывая это обстоятельство, получаем фактор задержки для внутриволосного MI-перехода $59,16 \text{ кэВ}$ порядка 2, что уже хорошо согласуется с другими значениями факторов в таблице 5.

Как видно из таблицы 6, неадиабатическая вращательная модель неплохо воспроизводит величины магнитных моментов основных состояний исследуемых ядер эрбия, за исключением ^{163}Er , где теоретический магнитный момент более чем на 40% превышает экспериментальное значение из $^{25}/$.

Таблица 6. Магнитные моменты основных состояний в нечетных ядрах эрбия

Ядро	I^π	μ эксп. (я.м.)	μ теор. (я.м.)		
			$g_R=0,25$	$g_R=0,30$	$g_R=0,35$
^{159}Er	3/2 ⁻	-	-0,354	-0,328	-0,301
^{161}Er	3/2 ⁻	-0,369(5) ^{/25/}	-0,437	-0,412	-0,387
^{163}Er	5/2 ⁻	1,1(1) ^{/24/} 0,559(26) ^{/25/}	0,789	0,815	0,842
^{165}Er	5/2 ⁻	0,653(23) ^{/25/}	0,668	0,699	0,728
	3/2 ⁻	-0,51(14) ^{/32/}	-0,391	-0,372	-0,352
^{167}Er	7/2 ⁺	-0,5647(24) ^{/25/}	-0,655	-0,632	-0,608

Результаты расчетов показывают, что теоретические значения магнитных моментов систематически превышают экспериментальные. Отметим, что аналогичная ситуация наблюдалась и для рассчитанных нами магнитных моментов в нечетно-протонных ядрах тулия $^{31}/$.

Если учесть, что в выражении для вероятности MI-перехода и магнитного момента в $N\pi/1,2/$ входят матричные элементы спиновых операторов \hat{S}_+ и \hat{S}_z , то, по-видимому, лучшего согласия с экспериментом можно достигнуть путем ослабления одночастичных спиновых матричных элементов. Для упрощения расчетов авторы модели $^{1,2}/$ предложили пренебрегать эффектом блокировки при учете спаривательного взаимодействия в расчетах спектров вращательных состояний и поляризационных факторов. Однако, как показали предварительные расчеты, учет эффекта блокировки в

Таблица 7. Приведенные вероятности межполосных М1-переходов

$E_{ур}(\text{кэВ})$ ($T_{1/2}(e)$)	$E_{д}(\text{кэВ})$	$I^{\pi} \kappa [N\pi_2 \Lambda]$		$B(M1) \text{ экп.}$ (Я.М.) ²	$F_{\text{ФВ}}^{\text{Рс}}$			F_w
		нач. сост.	кон. сост.		0,25	0,30	0,35	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
159 _{Er}								
220,20 (2,1(2)-10)	75,99 160,93 220,18	5/2 ⁻ 5/2 [523]	7/2 ⁻ 3/2 [521]	8,7(2)-3 1,0(1)-2 6,0(7)-3	1,49(3) 2,7(2) 1,5(2)	1,26(2) 2,3(2) 1,2(1)	1,01(2) 1,9(2) 0,98(10)	2,1+2 1,8+2 3,0+2
302,8 (2,2(1)-10)	199,68	7/2 ⁺ 3/2 [631]	9/2 ⁺ (1/2) [630]	3,3(2)-2	1,5(1)	1,7(1)	1,9(1)	54
428,75 (6,3(6)-7)	170,70	11/2 ⁻ 11/2 [505]	9/2 ⁻ 3/2 [521]	2,9(6)-6	0,76(13)	0,83(14)	0,93(16)	5,0+5
161 _{Er}								
172,06 (2,5(4)-10)	28,18 112,56 172,05	5/2 ⁻ 5/2 [523]	7/2 ⁻ 3/2 [521]	1,1(3)-2 1,8(3)-2 8,2(14)-3	1,2(4) 1,4(3) 0,14(3)	1,0(3) 1,1(2) 0,07(1)	0,76(29) 0,89(18) 0,02(1)	1,6+2 1,0+2 2,2+2
266,45 (4,3(0)-10)	16,70 122,55 206,95	7/2 ⁻ 5/2 [523]	9/2 ⁻ 3/2 [521]	> 2,5-2 > 8,0-3 5/2 ⁻ 3/2 [521]	< 1,1 < 4,1 < 1,1	< 0,92 < 3,4 < 1,5	< 0,74 < 2,8 < 2,0	< 71 < 2,3+2 < 2,9+3
396,4 (7,5(7)-6)	146,55	11/2 ⁻ 11/2 [505]	9/2 ⁻ 3/2 [521]	3,8(4)-7	6,9(8)	7,9(9)	8,9(10)	4,8+6
163 _{Er}								
104,30 (3,0(5)-10)	104,32	3/2 ⁻ 3/2 [521]	5/2 ⁻ 5/2 [523]	3,2(5)-2	0,59(11)	0,53(10)	0,50(9)	56
443,80 (5,8(10)-7)	123,80 254,00	11/2 ⁻ 11/2 [505]	11/2 ⁻ 5/2 [523]	1,2(2)-6 3,9(7)-7	1,9(4) 2,4(5)	2,1(4) 2,6(6)	2,3(5) 3,1(7)	1,5+6 4,6+6
165 _{Er}								
242,94 (3,1(3)-10)	242,90	3/2 ⁻ 3/2 [521]	5/2 ⁻ 5/2 [523]	6,9(7)-3	2,1(2)	1,6(2)	1,6(2)	2,6+2
296,12 (4,2,4-10)	216,60 296,08	5/2 ⁻ 3/2 [521]	7/2 ⁻ 5/2 [523]	> 4,0-3 > 1,8-3	< 2,5 < 2,1	< 2,4 < 1,3	< 2,4 < 0,66	< 4,5+2 < 1,0+3
297,37 (7,0(8)-10)	54,44	1/2 ⁻ 1/2 [521]	3/2 ⁻ 3/2 [521]	5,8(7)-2	1,6(2)	1,6(2)	1,6(2)	31
356,52 (3,5(6)-10)	60,41 113,60 356,50	3/2 ⁻ 1/2 [521]	5/2 ⁻ 3/2 [521]	1,9(3)-2 6,2(11)-3	2,9(4) 4,4(7)	3,0(4) 4,5(7)	3,1(4) 4,6(7)	96 2,9+2
551,0 (2,5(3)-7)	375,0	11/2 ⁻ 11/2 [505]	9/2 ⁻ 5/2 [523]	5,8(7)-7	7,9(11)-2	6,7(12)-2	9,6(13)-2	8,5+3 3,1+6

отдельных случаях влияет на величины амплитуд кориолисова смешивания и на поляризационные факторы, и, возможно, соответствующая перенормировка спиновых матричных элементов позволит улучшить согласие с экспериментом. Кроме того, заметную роль при описании магнитных моментов и вероятностей М1-переходов, по-видимому, сыграет также перенормировка одночастичных матричных элементов, связанная с учетом квазичастично-фононного взаимодействия.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы показывают, что в рамках используемой неадиабатической вращательной модели можно получить неплохое согласие с экспериментом теоретических значений приведенных вероятностей большей части исследуемых электромагнитных переходов. Удовлетворительно в рамках НВМ описываются также магнитные моменты основных состояний исследуемых ядер эрбия, при этом их теоретические значения не сколько превышают экспериментальные, особенно для слабо деформированных ядер. Аналогичная ситуация наблюдалась также в нечетных ядрах туллы^{31/}.

В настоящей работе мы не ставили целью детальное изучение влияния квазичастично-фононного взаимодействия на приведенные вероятности электромагнитных переходов и магнитные моменты, так как это будет предметом отдельного исследования. Предварительные расчеты показывают, что учет квазичастично-фононного взаимодействия существенно улучшает описание энергетического спектра ротационных состояний и вероятностей электрических переходов, особенно связанных с $\Delta N = 2$ -смешанными состояниями ($1/2^+ [660]$ и $1/2^+ [400]$, $3/2^+ [651]$ и $3/2^+ [402]$). Очевидно, улучшения согласия с экспериментом следует ожидать и при расчете вероятностей М1-переходов и магнитных моментов.

Авторы настоящей работы искренне признательны В.О.Нестеренко за помощь в проведении расчетов в рамках квазичастично-фононной модели и обсуждении результатов, а также проф. К.Я.Громову за поддержку и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И.Базнат и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.94Г.
2. М.И.Базнат и др. В кн.: Квантовая теория систем многих частиц. "Штиинца", Кишинев, 1973, с.27.
3. Б.А.Аликов и др. ОИЯИ, Р6-84-207, Дубна, 1984.
4. М.И.Базнат et al. JINR E6-8303, Dubna, 1974.
5. М.Будзьюки и др. Ядерная физика, 1975, 2Г, с.91З.
6. Б.А.Аликов и др. ОИЯИ, Р6-12220, Дубна, 1979.
7. В.В.Кузнецов и др. ОИЯИ, Р13-12810, Дубна, 1979.
8. V.Berg et al. Nucl.Phys., 1983, A399, p.1Г9.
9. K.Nakai et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.1380.
10. K.A.Hagemann et al. Phys.Lett., 1969, 28В, p.66Г.
11. M.Vetter. Z.Physik, 1969, 225, p.336.
12. W.Andrejtscheff et al. Nucl.Phys., 1974, A220, p.438.
13. Б.А.Аликов и др. ОИЯИ, Р13-9516, Дубна, 1976.
14. Р.Бабаджанов и др. ОИЯИ, 6-5203, Дубна, 1970.

15. Р.Бабаджанов и др. Ядерная физика, 1970, 12, с.1197.
16. Г.Т.Адлов и др. Ядерная физика, 1968, 8, с.417.
17. J.R.Lei et al. UCRL-20426, 1970, p.18.
18. H.Beuscher et al. Nucl.Phys., 1975, A249, p.349.
19. J.Borggreen and G.Sletten. Nucl.Phys., 1970, A143, p.255.
20. S.A.Hjorth et al. Nucl.Phys., 1970, A144, p.513.
21. A.Tveter and B.Heskind. Nucl.Phys., 1969, A134, p. 599
22. R.M.Wilenzich et al. Phys.Lett., 1969, 30B, p. 167.
23. Б.А.Аликов и др. ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
24. R.M.Diamond et al. Phys.Rev.Lett., 1969, 22, p.546.
25. С.Екстрём and I.-L.Lamm. Phys.Scripts, 1973, 7, p.31.
26. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
27. С.И.Баструков, В.О.Нестеренко. ОИЯИ, P4-84-135, Дубна, 1984.
28. Н.А.Бонч-Осмоловская и др. ОИЯИ, P4-85-16, Дубна, 1985.
29. Ф.А.Гареев и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357.
30. И.А.Шаронов и др. ОИЯИ, P4-86-36, Дубна, 1986.
31. И.Адам и др. ОИЯИ, 6-84-819, Дубна, 1984.
32. М.Будзынски и др. ОИЯИ, 6-83-817, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 февраля 1986 года.

Аликов Б.А. и др. P6-86-69
Вероятности электромагнитных переходов в нечетных
ядрах эрбия с массовым числом $A=159\pm 167$

При использовании данных об энергиях электромагнитных переходов E_γ , относительных интенсивностях I_γ , мультипольном составе γ -переходов и временах жизни $T_{1/2}$ определены приведенные вероятности M1-, E2- и E1-внутриполосных и межполосных гамма-переходов в нечетных ядрах эрбия с $A=159\pm 167$. Анализ поведения вероятностей M1-, E2- и E1-переходов в ядрах эрбия проведен в рамках неадиабатической вращательной модели Пятова.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Alikov B.A. et al. P6-86-69
Probabilities of Electromagnetic Transitions
in Erbium Odd Nuclei $A=159\pm 167$

The reduced probabilities of M1, E2 and E1 intraband and interband gamma transitions in erbium odd nuclei with $A=159\pm 167$ have been determined with the help of the data on electromagnetic transition energies E_γ , relative intensities I_γ , multipole composition of gamma transitions and lifetime $T_{1/2}$. Behaviour of probabilities of M1, E2 and E1 transitions in erbium nuclei has been analysed on the basis of Pyatov's non-adiabatic rotator model.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986