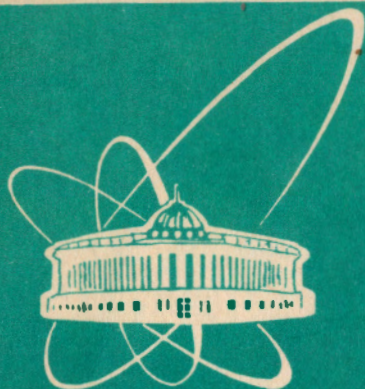


93-4



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P6-93-4

Э.В.Васильева, А.В.Войнов, О.Д.Кестарова, В.Д.Кулик,
А.М.Суховой, В.А.Хитров, Ю.В.Хольнов, В.Н.Шилин

ИНТЕНСИВНЫЕ ДВУХКВАНТОВЫЕ КАСКАДЫ
И СХЕМА РАСПАДА
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ ^{164}Dy

Направлено в Оргкомитет 43 Международного совещания
по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра,
г.Дубна, апрель 1993 г.

1993

Введение

В ЛНФ ОИЯИ производится систематическое изучение свойств относительно высоколежащих ($E_{\text{возб}} \leq B_n$) состояний деформированных ядер редкоземельной области. Это наиболее сложный объект для изучения в ядерной физике низких энергий. Детальная систематическая информация о свойствах таких состояний может быть получена в настоящее время только при изучении каскадов из двух γ -переходов, связывающих ком-паунд - состояние и низколежащие уровни изучаемого ядра [1, 2].

При изучении ^{164}Dy были получены богатая спектроскопическая информация и данные, позволяющие систематизировать наши представления об усредненных параметрах каскадного γ -распада с возбуждением промежуточных уровней в районе 5 - 7 МэВ.

Схема распада ^{164}Dy

Параметры наиболее сильных каскадов, наблюдаемых в эксперименте, представлены в табл. 1. В этой же таблице даны значения энергий промежуточных уровней, полученных при использовании алгоритма [3] построения схемы распада на основе экспериментальных данных о таких каскадах.

Это позволяет при использовании всей возможной спектроскопической информации получать наиболее сложные, полные и достоверные схемы γ -распада в области возбуждений, недоступных традиционным методикам. На рис. 1 представлена зависимость числа наблюдаемых нами уровней, полученных из каскадных данных. При этом не размещенные по алгоритму [3] каскады размещались в схеме распада наиболее вероятным образом.

Таблица 1. Энергии E_1 и E_2 каскадных γ -квантов, их относительная интенсивность $I_{\gamma\gamma} \pm \Delta I_{\gamma\gamma}$ (проценты от общей интенсивности двухквантовых каскадов с заданной суммарной энергией) и энергия промежуточных уровней $E_M \pm \Delta E_M$.

E_1 , кэВ	E_2 , кэВ	ΔE_2 , кэВ	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M)$, кэВ
$E_1 + E_2 = 7658,2$ кэВ ($E_f = 0$ кэВ)				
6895,2	762,9	0,19	3,3(2)	762,9(8)
5937,2	1720,9	1,52	0,7(3)	1717,8(20)
5861,8	1796,4	0,45	2,7(4)	1797,3(7)
5815,0	1843,2	0,53	2,3(4)	1842,9(8)
5736,2	1921,9	0,46	2,8(4)	1920,9(24)
5679,6	1978,5	0,65	1,9(3)	1979,8(11)
5606,0	2052,1	1,25	1,0(3)	2052,9(8)
5453,8	2204,4	2,71	0,5(3)	2202,7(11)
5408,6	2249,5	0,27	6,4(5)	2249,0(11)
5358,2	2300,0	1,24	1,0(3)	2302,4(21)
5217,4	2440,8	1,88	1,1(5)	2440,5(20)
5127,2	2530,9	0,75	5,0(10)	2531,6(8)
5121,0	2537,1	1,02	3,5(10)	2536,5(9)
4920,8	2737,4	1,98	1,1(5)	2737,5(22)
4799,0	2859,1	1,87	1,1(5)	2860,4(13)
4674,9	2983,2	1,96	1,0(5)	2985,2(15)
4561,8	3096,4	1,33	1,5(5)	3097,7(12)
4471,3	3186,8	2,49	0,7(4)	3185,4(13)
4348,8	3309,4	2,16	0,9(5)	3308,4(12)
4139,0	3519,1	1,33	1,5(5)	3520,1(17)
3745,9	3912,2	1,49	1,7(6)	3914,9(30)
3445,7	4212,4	1,94	1,0(5)	4214,0(12)
3264,6	4393,5	2,10	1,0(5)	4393,7(12)
3032,8	4625,3	1,11	1,8(5)	4622,9(17)
3003,5	4654,6	2,52	1,0(5)	4654,7(15)
2963,0	4695,1	1,51	1,4(5)	4694,6(11)
2869,8	4788,3	1,91	1,0(5)	4788,8(11)
6776,8	881,3	1,04	0,5(2)	
6612,1	1045,9	1,15	0,6(2)	
6546,2	1111,9	0,93	0,7(2)	
5373,0	2285,3	1,38	1,0(3)	
5312,3	2346,3	1,18	1,2(4)	
5179,9	2478,2	1,39	1,5(5)	

E_1 , кэВ	E_2 , кэВ	ΔE_2 , кэВ	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M)$, кэВ
5061,6	2596,5	0,88	2,3(6)	
4727,9	2930,4	1,15	1,7(5)	
4662,7	2995,3	1,49	1,7(6)	
4432,6	3225,6	1,30	1,6(5)	
4010,7	3647,4	1,02	2,3(6)	
$E_1 + E_2 = 7584,8$ кэВ ($E_f = 73$ кэВ)				
6895,3	689,7	0,37	0,7(1)	762,9(8)
6830,1	754,9	0,11	4,0(2)	828,3(8)
5941,8	1643,2	0,28	2,6(2)	1717,8(20)
5867,7	1717,2	0,62	1,2(2)	1790,6(8)
5860,3	1724,6	0,16	6,3(3)	1797,3(7)
5815,4	1769,5	0,60	0,9(2)	1842,9(8)
5802,6	1782,4	1,52	0,3(1)	1853,8(17)
5736,1	1848,9	0,21	3,9(2)	1920,9(24)
5724,5	1860,5	0,26	2,9(2)	1933,3(7)
5677,0	1908,0	0,59	1,0(2)	1979,8(11)
5604,5	1980,5	0,93	0,6(2)	2052,9(8)
5542,8	2042,2	0,80	0,8(2)	2114,2(7)
5534,2	2050,7	0,89	0,7(2)	2124,2(9)
5504,8	2080,1	0,45	1,3(2)	2151,7(15)
5407,4	2178,0	0,57	1,5(2)	2249,0(11)
5387,6	2197,4	1,59	0,4(2)	2270,6(12)
5355,9	2229,0	0,68	0,8(2)	2302,4(21)
5308,7	2276,2	0,71	0,9(2)	2350,7(14)
5137,6	2447,3	1,81	0,4(2)	2523,1(26)
5125,8	2459,2	0,71	1,1(2)	2531,6(8)
5076,3	2508,7	0,64	1,3(2)	2581,3(13)
5045,1	2539,9	1,10	0,7(2)	2612,0(11)
4993,2	2591,8	1,45	0,6(2)	2665,2(10)
4904,2	2680,7	1,71	0,4(2)	2753,6(9)
4796,4	2788,6	1,76	0,6(3)	2860,4(13)
4672,1	2912,8	1,01	0,9(2)	2985,2(15)
4598,2	2986,7	2,02	0,4(2)	3058,8(11)
4531,0	3054,0	0,80	1,0(2)	3126,8(25)
4497,0	3087,9	1,28	0,5(2)	3160,1(14)
4350,2	3234,8	1,43	0,6(2)	3308,4(12)
4300,2	3284,8	1,17	0,7(2)	3356,8(27)
4146,3	3438,6	1,49	0,7(3)	3512,7(9)

$E_1, \text{кЭВ}$	$E_2, \text{кЭВ}$	$\Delta E_2, \text{кЭВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кЭВ}$
4135,6	3449,4	1,65	0,6(2)	3520,1(17)
4121,0	3463,9	1,53	0,9(3)	3538,2(14)
3995,4	3589,6	1,28	0,6(2)	3661,1(15)
3739,0	3846,0	1,66	0,6(2)	3914,9(30)
3264,3	4320,6	1,40	0,6(2)	4393,7(12)
3172,4	4412,5	1,88	0,6(2)	4485,3(10)
3068,1	4516,9	1,37	0,8(2)	4588,5(16)
3035,6	4549,4	2,08	0,5(2)	4622,9(17)
2900,7	4684,3	1,09	0,9(2)	4757,7(9)
2835,6	4749,3	1,14	0,8(2)	4824,0(16)
5410,4	2171,6	0,84	1,2(3)	
5104,7	2480,3	1,49	0,5(2)	
4984,1	2599,8	1,73	0,4(2)	
4969,7	2613,8	1,77	0,4(2)	
4886,1	2699,1	1,61	0,3(2)	
4868,6	2716,3	1,51	0,5(2)	
4858,6	2725,9	1,01	0,8(2)	
4736,5	2849,0	1,79	0,4(2)	
4721,4	2863,7	1,39	0,6(2)	
4655,5	2929,4	1,45	0,5(2)	
4632,5	2952,5	1,27	0,6(2)	
4608,4	2976,9	1,79	0,5(2)	
4573,7	3009,3	1,50	0,5(2)	
4449,8	3133,8	1,65	0,6(2)	
4390,9	3195,5	0,89	1,0(2)	
4379,8	3204,9	1,71	0,5(2)	
4234,3	3350,7	1,83	0,4(2)	
4086,7	3498,2	1,55	0,6(2)	
4046,1	3537,9	1,52	0,6(3)	
3877,2	3707,8	1,42	0,6(2)	
3837,5	3747,4	0,89	1,2(3)	
	$E_1+E_2=$	$7416,0 \text{ кЭВ}$	$(E_F=242 \text{ кЭВ})$	
6829,6	586,5	0,54	1,4(3)	828,3(8)
5940,4	1475,7	0,73	1,2(3)	1717,8(20)
5867,3	1548,8	0,86	1,3(3)	1790,6(8)
5860,3	1555,8	0,31	4,2(4)	1797,3(7)
5735,3	1680,8	0,82	1,8(4)	1920,9(24)
5724,7	1691,4	0,48	3,7(5)	1933,3(7)

$E_1, \text{кЭВ}$	$E_2, \text{кЭВ}$	$\Delta E_2, \text{кЭВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кЭВ}$
5533,1	1883,0	1,70	0,8(4)	2124,2(9)
5506,1	1910,0	0,38	4,7(5)	2151,7(15)
5415,8	2000,3	0,87	1,6(4)	2242,3(9)
5403,2	2012,9	1,68	0,8(4)	2256,0(11)
5131,5	2284,6	1,42	1,0(4)	2523,1(26)
5122,4	2293,7	1,11	1,3(4)	2536,5(9)
4993,2	2422,9	1,85	0,7(4)	2665,2(10)
4923,8	2492,3	1,43	1,3(5)	2737,5(22)
4905,9	2510,2	1,34	1,4(5)	2753,6(9)
4527,7	2888,4	1,51	1,4(5)	3126,8(25)
4499,0	2917,1	1,95	0,9(5)	3160,1(14)
4304,2	3111,9	1,61	1,3(5)	3356,8(27)
4256,5	3159,6	1,55	1,2(5)	3403,0(12)
4136,6	3279,5	1,06	1,9(5)	3520,1(17)
4054,1	3362,0	1,44	1,3(5)	3603,2(23)
3469,7	3946,4	1,24	1,6(5)	4189,0(11)
3037,6	4378,5	1,14	1,8(5)	4622,9(17)
3003,4	4412,7	1,84	1,0(5)	4654,7(15)
2964,8	4451,3	3,05	1,3(7)	4694,6(11)
6804,3	611,6	0,62	1,0(3)	
5745,8	1670,2	1,51	0,9(4)	
5691,0	1724,9	1,38	1,1(4)	
5555,0	1861,0	0,84	1,8(4)	
5015,6	2400,2	1,45	0,9(4)	
4456,7	2958,0	1,91	1,8(9)	
4355,2	3060,6	1,69	1,2(5)	
	E_1+E_2	$6896,4 \text{ кЭВ}$	$(E_F=762 \text{ кЭВ})$	
5854,5	1041,9	0,92	0,8(2)	1804,8(12)
5805,9	1090,6	1,34	0,4(2)	1853,8(17)
5733,2	1163,3	2,34	0,4(3)	1920,9(24)
5679,1	1217,3	0,64	1,6(3)	1979,8(11)
5544,8	1351,7	0,91	1,1(3)	2114,2(7)
5415,9	1480,5	1,45	0,9(4)	2242,3(9)
5401,2	1495,2	1,49	0,8(4)	2256,0(11)
5387,1	1509,4	4,22	0,6(4)	2270,6(12)
5078,5	1817,9	2,06	0,6(4)	2581,3(13)
5047,2	1849,2	0,91	1,5(4)	2612,0(11)
4991,8	1904,6	2,30	0,7(4)	2665,2(10)

$E_1, \text{кэВ}$	$E_2, \text{кэВ}$	$\Delta E_2, \text{кэВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кэВ}$
4918,6	1977,9	1,23	1,2(4)	2737,5(22)
4903,6	1992,8	1,24	1,1(4)	2753,6(9)
4559,3	2337,2	1,09	1,6(6)	3097,7(12)
4304,4	2592,1	1,29	1,4(5)	3356,8(27)
4139,8	2756,6	1,00	1,9(6)	3520,1(17)
4118,2	2778,2	1,63	1,1(5)	3538,2(14)
4052,7	2843,7	1,08	1,9(6)	3603,2(23)
2869,1	4027,4	1,35	1,4(5)	4788,8(11)
2834,0	4062,5	1,15	1,7(6)	4824,0(16)
5192,7	1703,7	1,69	0,7(4)	
4446,2	2450,1	1,46	1,1(5)	
4366,0	2530,4	1,87	1,4(6)	
4262,1	2634,2	1,42	1,2(5)	
4208,3	2688,0	1,83	0,9(5)	
4178,7	2717,6	1,33	1,3(5)	
3972,8	2923,2	1,59	1,2(5)	
$E_1+E_2= 6830,2 \text{ кэВ} (E_f=828 \text{ кэВ})$				
5852,2	978,1	1,12	1,3(5)	1804,8(12)
5740,1	1090,1	0,59	4,4(10)	1920,9(24)
5544,2	1286,0	0,62	7,2(15)	2114,2(7)
5353,5	1476,8	1,34	2,0(9)	2302,4(21)
5219,8	1610,4	1,45	2,0(9)	2440,5(20)
5136,3	1694,0	1,48	2,1(10)	2523,1(26)
4298,3	2532,0	0,92	5,6(15)	3356,8(27)
3173,6	3656,7	1,64	3,0(13)	4485,3(10)
3034,6	3795,6	1,84	2,6(12)	4622,9(17)
2900,1	3930,2	1,38	3,8(14)	4757,7(9)
5260,3	1569,8	1,20	2,2(10)	
5158,9	1671,3	0,99	3,3(11)	
4618,5	2211,6	1,67	2,9(12)	
4239,9	2590,2	1,23	4,0(14)	
3736,3	3093,8	1,57	3,0(13)	
$E_1+E_2= 6680,9 \text{ кэВ} (E_f=977 \text{ кэВ})$				
5739,4	941,5	1,25	1,2(5)	1920,9(24)
5725,8	955,0	1,55	0,9(5)	1933,3(7)
5677,7	1003,1	0,49	3,5(6)	1979,8(11)
5544,0	1136,9	0,88	2,2(7)	2114,2(7)

$E_1, \text{кэВ}$	$E_2, \text{кэВ}$	$\Delta E_2, \text{кэВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кэВ}$
5508,5	1172,3	1,14	1,4(6)	2151,7(15)
5455,7	1225,1	1,22	1,4(6)	2202,7(11)
5409,8	1271,1	1,09	1,8(7)	2249,0(11)
5353,2	1327,6	1,94	1,3(8)	2302,4(21)
5305,9	1374,9	1,15	2,0(8)	2350,7(14)
5215,0	1465,9	1,49	1,6(8)	2440,5(20)
4599,9	2080,9	1,31	3,1(11)	3058,8(11)
4473,0	2207,9	1,45	2,3(10)	3185,4(13)
4144,6	2536,3	1,30	3,1(11)	3512,7(9)
4058,1	2622,7	1,57	2,4(11)	3603,2(23)
3744,2	2936,6	1,65	2,6(12)	3914,9(30)
3470,2	3210,7	1,24	3,6(13)	4189,0(11)
2963,5	3717,4	1,47	3,1(13)	4694,6(11)
2831,9	3849,0	1,45	3,0(12)	4824,0(16)
5226,6	1454,3	1,04	2,3(9)	
5149,2	1531,8	1,18	2,4(9)	
4461,4	2220,2	1,56	2,2(10)	
3804,1	2876,8	1,37	2,8(12)	
3627,0	3053,9	1,16	3,8(13)	
$E_1+E_2= 6613,0 \text{ кэВ}$				
4254,2	2358,8	1,16	15,0(46)	3403,0(12)
2961,8	3651,2	1,77	11,2(51)	4694,6(11)
3813,2	2799,8	1,36	14,5(52)	
$E_1+E_2= 6121,0 \text{ кэВ}$				
4533,7	1587,2	0,73	6,7(15)	3126,8(25)
4956,0	1165,0	0,91	5,3(15)	
4811,2	1309,7	0,65	7,7(15)	
3369,1	2752,0	1,41	5,8(22)	
$E_1+E_2= 5850,9 \text{ кэВ}$				
3443,5	2407,3	1,19	9,3(31)	4214,0(12)
3071,3	2779,5	1,12	10,2(32)	4588,5(16)
2964,7	2886,0	1,69	7,7(36)	4694,6(11)
4814,7	1035,7	0,81	6,0(16)	
3715,2	2135,6	0,84	12,8(32)	
3295,6	2555,9	1,38	8,0(31)	
3153,9	2697,4	1,13	10,9(34)	

E_1 , кэВ	E_2 , кэВ	ΔE_2 , кэВ	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M)$, кэВ
$E_1 + E_2 = 5736,0$ кэВ ($E_f = 1921$ кэВ)				
3998,3	1737,6	0,79	9,5(22)	3661,1(15)
3467,7	2268,3	1,06	8,2(24)	4189,0(11)
4847,2	888,7	0,69	5,9(14)	
3408,5	2327,5	0,99	8,8(24)	
$E_1 + E_2 = 5346,0$ кэВ				
4439,3	906,8	0,84	4,3(12)	
4380,7	965,2	0,83	4,4(12)	
4245,2	1100,7	0,78	4,7(12)	
4199,1	1147,0	0,69	5,4(12)	
3433,6	1912,4	1,01	7,6(23)	
3402,6	1943,4	1,65	4,7(23)	
2750,4	2595,4	1,27	9,8(36)	
$E_1 + E_2 = 5146,0$ кэВ ($E_f = 2509$ кэВ)				
4456,2	689,1	0,75	6,8(18)	
4442,5	702,0	1,90	3,5(23)	
4392,3	752,4	1,18	5,6(22)	
4386,5	758,2	0,90	7,2(20)	
4277,5	869,0	1,26	4,1(18)	
4131,8	1014,7	1,03	6,1(21)	
3738,9	1407,6	0,89	7,5(21)	
3472,9	1673,9	0,64	13,5(28)	
3376,8	1769,7	0,90	9,0(25)	
3190,2	1956,2	1,56	5,3(25)	
3136,8	2009,9	1,83	4,6(25)	
3033,0	2113,5	1,11	11,1(39)	
2772,6	2373,9	1,28	10,0(38)	

Примечания:

1. Сумма интенсивностей всех каскадов с $E_1 + E_2 = \text{const}$ (включая неразрешенные экспериментально) отнормирована на 100; с $E_1 + E_2 = 6896$ кэВ отнормирована примерно на 50.

2. Абсолютные интенсивности всех каскадов с данной суммарной энергией равны (% на распад): 7658 кэВ - 3,6(2); 7584 кэВ - 14,9(7); 7416 кэВ - 5,1(5).

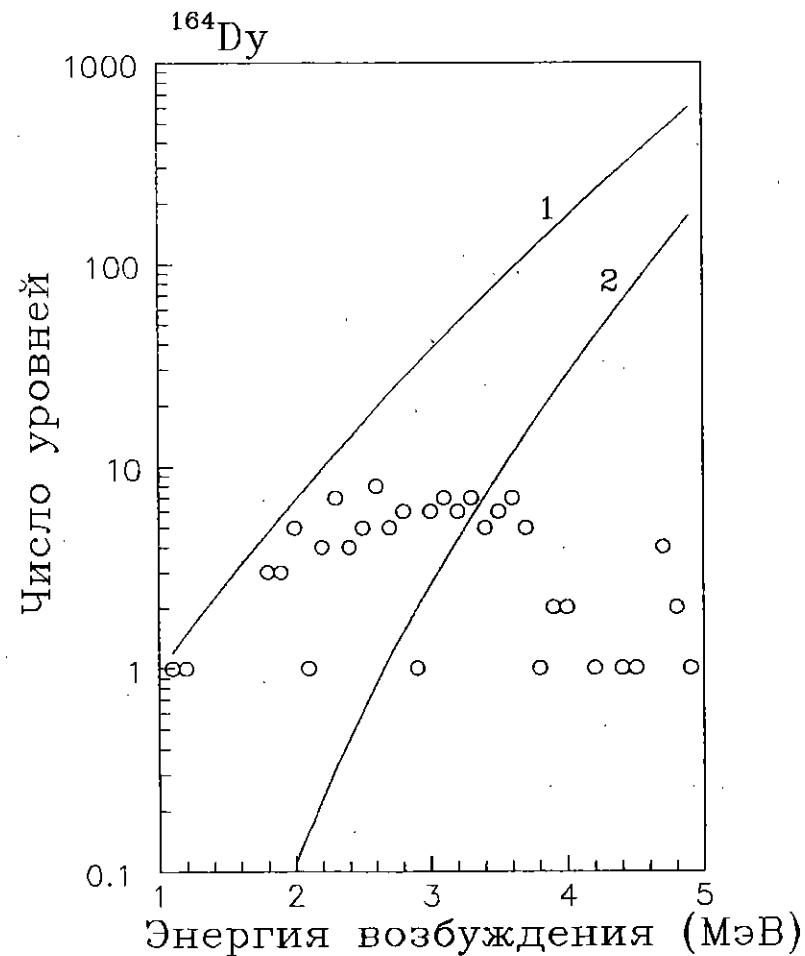


Рис.1. Число наблюдаемых состояний ^{164}Dy в интервале возбуждений 100 кэВ. Линия (1) — расчет по модели [4], линия (2) — по модели [5]

С экспериментальной гистограммой сопоставляются результаты модельных предсказаний [4, 5]. Видно, что эти модели являются соответ-

ственно верхней и нижней оценками плотности возбужденных состояний в изучаемом ядре. Из рисунка видно, что в эксперименте, по всей видимости, наблюдается основная часть возбужденных состояний диспрозия до энергии возбуждения не ниже, чем 2 МэВ. Здесь необходимо отметить очень существенное обстоятельство. Нами изучены каскады γ - переходов в различных четно - четных ядрах редкоземельной области в несколько отличающихся условиях эксперимента (накопленная статистика и порог чувствительности наблюдения экспериментального разрешенного каскада). Хотя этот порог заметно различается, общее число наблюдаемых состояний в диапазоне энергии возбуждения 2 – 3 МэВ практически постоянно (табл. 2).

Таблица 2. Некоторые параметры изученных четно - четных ядер

ядро	порог чувствительности (% распадов)	уровней в интервале возбуждения 2 – 3 МэВ	
		обнаружено	предсказано [4]
^{150}Sm	0,015	54	100
^{156}Gd	0,02	51	154
^{158}Gd	0,02	44	116
^{164}Dy	0,03	47	200
^{174}Yb	0,02	45	84

Отсюда следует, что при распаде компаунд - состояния с его конкретной структурой достаточно интенсивно возбуждается только некоторая (и относительно небольшая) часть возможных промежуточных состояний. Либо плотность уровней при энергии возбуждения $E_{возб.} > 2$ МэВ заметно меньше, чем это предсказывает модель [4], часто используемая

Таблица 3. Конечный уровень каскадов, E_f , их суммарная экспериментальная интенсивность $I_{\gamma\gamma}^o$ (процентов распадов) и результаты расчетов, использующих модели плотности уровней [4, 5]

E_f кэВ	$I_{\gamma\gamma}^o$	Расчет по моделям	
		[4]	[5]
0	3.6(2)	1.8	2.6
73	18.1(6)	6.0	9.6
242	7.4(6)	2.5	3.4
762	≈ 7	2.8	4.5
828	4.1(9)	2.2	3.6
976	5.7(9)	2.4	4.8
Сумма	45.9(15)	17.7	28.5

при анализе экспериментальных данных и предсказании их значений для экспериментально неизученных нестабильных ядер.

Можно даже предполагать, что при этих возбуждениях более точно эксперименту соответствует модель [5]. К аналогичному заключению приводит сопоставление (табл. 3) сумм экспериментально наблюдаемых абсолютных интенсивностей каскадов $I_{\gamma\gamma}^p$, использующих различные модели плотности уровней.

Состояния 1^+ - компоненты фрагментированного гигантского магнитного дипольного резонанса

Сечение захвата ^{164}Dy на 79% определяется нейтронным резонансом с $J^\pi = 2^-$. Поэтому каскады, заканчивающиеся основным состоянием.

возбуждают промежуточные уровни с $J^\pi = 1^+$ или 1^- . Эти состояния усиленно изучаются в Дармштадте при неупругом рассеянии электронов или γ -квантов. Основной интерес при этом представляет вопрос о фрагментации гигантского магнитного дипольного резонанса и его роли в формировании свойств возбужденных состояний деформированных четно-четных ядер. Некоторые параметры изученных [6] 1^+ - и 1^- - состояний приведены в табл. 4. Видно, что как и в случае $^{156,158}Gd$, основная часть наблюдаемых в реакциях (γ, γ') и (e, e') состояний со спином 1 не проявляется в каскадах γ -переходов.

Таблица 4. Энергии возбуждения, J^π и отношения интенсивностей переходов $R = \frac{I(2^+)}{I(0^+)}$, заканчивающихся первым возбужденным и основным состояниями ^{164}Dy

Реакция (γ, γ')			Реакция $(n, 2\gamma)$		
E_f кэВ	J^π	R	E, кэВ	J	R
2330	1^-	0.48(17)	—	—	—
2530	1^+	0.58(8)	2532	1	0.9(3)
2539	1^+	0.44(8)	2537	1	< 0.5
2578	1^+	0.42(5)	2581	1,2,3	> 5.0
2670	1^-	1.04(22)	2674	1,2,3	> 2.0
2694	1^+	0.44(5)	—	—	—
3112	1^+	0.49(4)	3111	1,2,3	> 2.0
3159	1^+	0.48(4)	3160	1,2,3	> 2.0
3173	1^+	0.38(4)	—	—	—

Возможное объяснение было сделано ранее [7]. Оно заключается в том, что из-за относительно большого вклада двухквaziчастичных состояний в структуру волновой функции компаунд-состояния (в этом ядре ширина Γ_n^0 резонанса с $J = 2$ равна среднему значению) в каскадном γ -распаде ^{164}Dy возбуждаются преимущественно состояния, в структуру которых заметный вклад вносят малоквaziчастичные компоненты волновой функции. Можно предполагать, что такие коллективные состояния, как вибрационные, могут возбуждаться с большой вероятностью в нейтронных резонансах с малой приведенной нейтронной шириной Γ_n^0 .

Средние параметры γ -распада

В таблице 3 приведены экспериментальные абсолютные интенсивности каскадов, заканчивающихся низколежащими уровнями. С экспериментальной величиной сопоставляются результаты модельного предсказания, использующего для расчета интенсивности каскадов две различные модели плотности уровней [4, 5]. Видно, что экспериментальные интенсивности каскадов превышают расчетные для обеих моделей. Большой интерес представляет сопоставление экспериментальных и расчетных интенсивностей каскадов в соседних ядрах различного типа: четно-четном ^{164}Dy и четно-нечетном ^{165}Dy [2].

Для модели [4] в первом случае $R = I_{\gamma\gamma}^D / I_{\gamma\gamma}^T = 2,6$ и для модели [5] $R = 1,6$. Для ^{165}Dy соответственно $R = 1,7$ [4] и $R = 1,3$ [5]. Видно, что расхождение результатов эксперимента и расчета в ^{164}Dy даже более серьезное, чем в четно-нечетном соседнем ядре, где подобная ситуация наблюдалась впервые.

Приведенная нейтронная ширина резонанса 1,7 эВ в ^{163}Dy равняется среднему значению; в ^{165}Dy превышает среднее в 1,5 раза. Исходя из представления о том, что основные факторы, обуславливающие отклоне-

ние экспериментально наблюдаемых интенсивностей каскадов от модельного предсказания в четно - четных и четно - нечетных ядрах, должны быть одинаковыми, мы должны констатировать, что форма спектров наблюдаемых каскадов должна быть различна для резонансов четно - нечетных ядер - мишеней с различными значениями Γ_n^0 и, скорее всего, должна определяться при Γ_n^0 , превышающем среднее $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ вкладом одночастичных переходов между 4s- и 3p- нейтронными оболочками в распаде конкретного нейтронного резонанса.

Одноквазичастичное нейтронное состояние $[510] \uparrow$ в ^{164}Dy имеет энергию на $\approx 2,7$ МэВ ниже энергии связи нейтрона. В зависимости суммарной интенсивности каскадов от энергии первичного перехода (рис.2) наблюдается пик, хорошо соответствующий такому положению состояния. И этот пик невозможно описать в рамках традиционных модельных представлений [4] о плотности возбужденных состояний.

В то же время пик, в первую очередь его положение, более - менее реалистично описывается при использовании ядерной модели плотности уровней, прямо учитывающей [5] оболочные эффекты.

Заключение

Продолжаются систематические исследования области ядерных возбуждений 2 - 7 МэВ в деформированных четно - четных ядрах. Особенности их распада можно качественно объяснить, если предполагать, что γ - распад нейтронного резонанса определяется переходами между нейтронными оболочками 4s \rightarrow 3p, а структура набора состояний, наблюдаемых в эксперименте, определяется вкладом двухквазичастичных нейтронных компонент в волновую функцию компаунд - состояния.

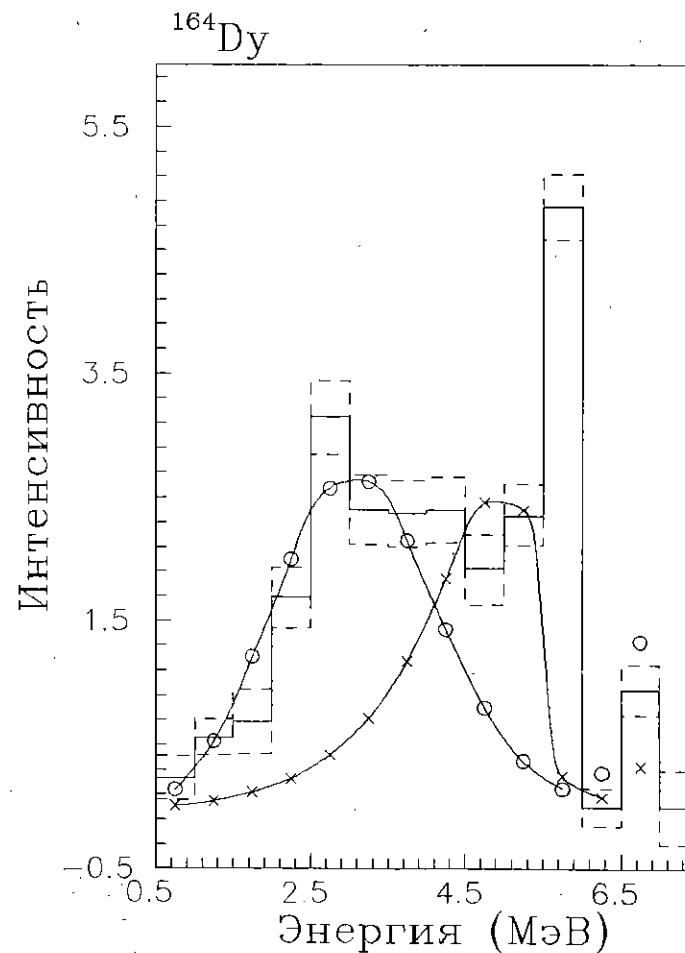


Рис.2. Зависимость суммарной абсолютной интенсивности каскадов, заканчивающихся тремя низколежащими уровнями ($J^\pi = 0^+, 2^+$ и 4^+), от энергии первичного перехода. \times — расчет с использованием модели [5], \circ — расчет с использованием модели [6]. Пунктиром выделены статистические ошибки эксперимента

Литература

- [1] Бонева С.Т. и др. // ЭЧАЯ, 1991, т.22 , с. 479
- [2] Бонева С.Т. и др.// ЭЧАЯ, 1991, т.22 , с. 1431
- [3] Попов Ю.П. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.891
- [4] Dilg W. et al. // Nucl. Phys., 1973, v. A217 , p.269
- [5] Игнатюк А.В. и др. // Ядерная физика, 1975, т.21, с.485
- [6] Wesselborg C. et al.// Phys. Lett., 1988, v. B207, p.22
- [7] Васильева Э.В. и др. //ОИЯИ,Р6-93-3,Дубна,1993.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 января 1993 года.