

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P6-93-275

Я.Ваврышук¹, А.В.Потемпа²,
К.Я.Громов, В.Г.Калинников, Т.М.Муминов³,
Я.А.Сайдимов³, Н.Ю.Котовский, Ж.Сэрээтэр,
В.И.Фоминых, М.Б.Юлдашев

БЕТА-РАСПАД ^{147}Gd .

НИЗКОСПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ^{147}Gd

¹Университет М.Кюри-Склодовской, Люблин, Республика Польша

²Институт ядерной физики, Краков, Республика Польша

³НИИПФ Ташкентского государственного университета,
Ташкент, Республика Узбекистан

1. ВВЕДЕНИЕ

Изотоп ^{147}Tb (основное состояние с $T_{1/2} \approx 1,7$ ч, $I^\pi = 1/2^+$ и изомерное с $T_{1/2} = 1,8$ мин, $E = 50,6$ кэВ, $I^\pi = 11/2^-$) впервые идентифицировали Чу и др. [1]. Квантовые характеристики обоих состояний установлены окончательно много позднее, в работах [2,3].

Первый вариант схемы распада ^{147g}Tb , включающий 5 возбужденных состояний дочернего ядра ^{147}Gd с энергиями 1153,0, 1292,8, 1412,5, 1700,2 и 1847,5 кэВ, предложили Афанасьев и др. [4]. Затем Ньюман и др. [5], исследуя распад обоих изомеров, идентифицировали добавочно состояние с энергией 1759,1 кэВ, заселяемое при β -распаде ^{147g}Tb и, впервые, нижайшие высокоспиновые состояния ^{147}Gd , связанные с распадом короткоживущего изомера $^{147m}\text{Tb}(11/2^-)$. Дальнейшие исследования структуры ядра ^{147}Gd проводились в основном методами ядерных реакций и привели к существенному увеличению информации о его высокоспиновых состояниях [6—12]. В работе [13] уточнена схема распада ^{147m}Tb . Число низкоспиновых состояний, наблюдаемых при β -распаде ^{147g}Tb [14], осталось практически таким же, как в работе [5]. Определены лишь их квантовые характеристики [12,14—16] и сделаны попытки уточнения интенсивности и мультипольностей низкоэнергетических γ -переходов [12,14,15,17], разряжающих эти состояния.

В настоящей работе представлены результаты наших исследований распада ^{147g}Tb , выполненных с целью получения более полных данных о спектре низкоспиновых состояний ^{147}Gd . Проведены измерения γ -спектра и спектров $\gamma\gamma$ -совпадений в диапазоне энергии 50+3800 кэВ с использованием моноизотопных источников ^{147g}Tb , полученных методом оф-лайн масс-сепарации. Предлагается новая схема β -распада ^{147g}Tb . Обсуждаются основные аспекты структуры низкоспиновых состояний ядра ^{147}Gd .

2. УСЛОВИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Получение источников ^{147}Gd

Нуклиды ^{147}Gd получались в реакции глубокого расщепления ядер Та-мишени, облучаемой в течение 1—2 часов протонами с энергией 680 МэВ на внутреннем пучке фазотрона ОИЯИ в Дубне. Из облученной мишени хроматографическим методом выделялась фракция изотопов Tb, которая затем разделялась по массам на электромагнитном масс-сепараторе комплекса ЯСНАПП-2 [18]. Обработка мишеней начиналась после получасовой выдержки для полного распада ядер ^{147}Tb , образовавшихся в 1,8-минутном изомерном состоянии. Время масс-сепарации составляло 5—10 мин. Таким образом, получаемые нами источники содержали ядра ^{147}Gd (в долгоживущем состоянии) с небольшой примесью накапливающихся дочерних ядер ^{147}Gd ($T_{1/2} \approx 38$ ч). Примеси соседних изотопов Tb с $A = 148$ и 149 не превышали 2%.

2.2. Измерения γ -спектра

Изучаемый спектр γ -лучей, сопровождающих β -распад ^{147}Gd , измерялся нами с помощью Ge(Li)-детекторов с объемом 75 и 100 см³ и энергетическим разрешением $\Delta E \approx 2,8$ кэВ при $E_\gamma = 1,33$ МэВ. Для уменьшения загрузки детекторов и исключения эффектов суммирования импульсов от высокоэнергетических и низкоэнергетических каскадных γ -квантов (и X-излучения) применялись соответствующие фильтры: 1 мм Cd + 4 мм Pb (полностью поглощающий интенсивные γ -кванты с энергией 120 и 140 кэВ) при измерении жесткой области ($E_\gamma \geq 0,5$ МэВ) и 1 мм Cd — при измерении мягкой области спектра. Расстояние «источник — детектор» составляло 3—5 см. Время измерения одного источника не превышало 3 периода полураспада ^{147}Gd . В таких же условиях проведены дополнительные измерения с «подсветкой» γ -квантами из распада ^{182}Ta и ^{56}Co , по которым определены энергии 25 наиболее интенсивных, чисто выделяемых одиночных γ -пиков, принадлежащих распаду ^{147}Gd , которые затем использовались для контроля и внутренней коррекции энергетической шкалы спектрометра при обработке основных спектров, измеренных без «подсветки».

Не исследованная ранее высокоэнергетическая область γ -спектра ^{147}Gd , измеренная нами с помощью 75 см³ Ge(Li)-детектора, представлена на рис. 1. Обращает внимание большая плотность слабых γ -линий по всему спектру, вплоть до энергии $\approx 3,5$ МэВ.

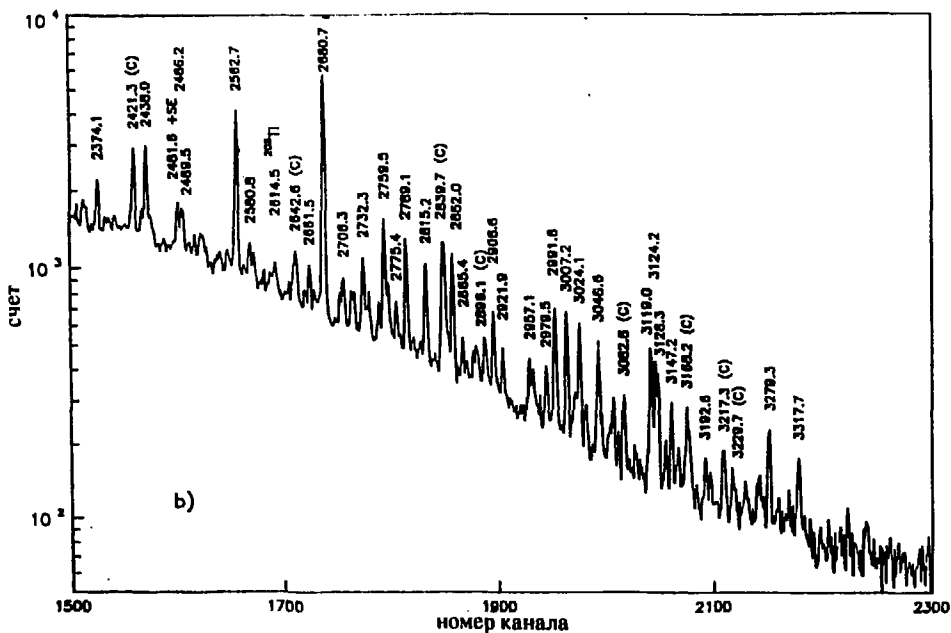
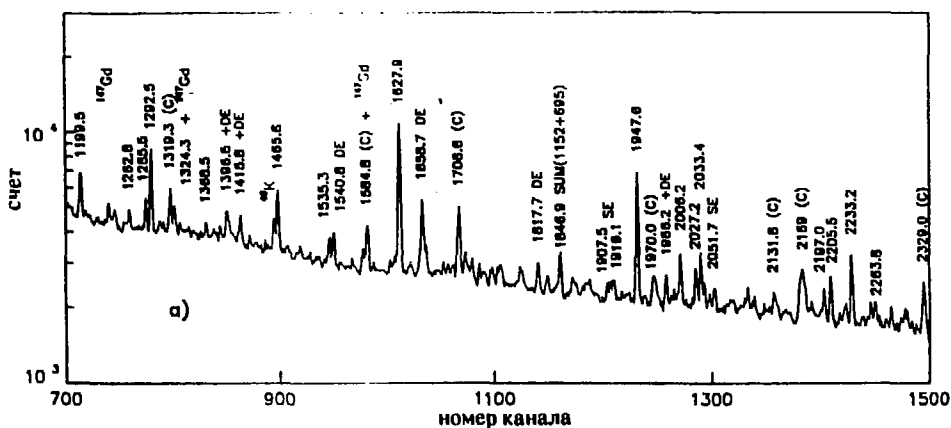


Рис. 1. Высокоэнергетическая часть спектра ^{147}Gd (1,7 часа). Отмечены: ^{147}Gd , ^{40}K , ^{208}Tl -фотопики примесного ^{147}Gd и фоновых ^{40}K и ^{208}Tl , (C) — сложные пики, (DE) — пики двойного вылета, (SE) — пики одиночного вылета

Обработка всех спектров проводилась по программе КАТОК [19], приспособленной к РС IBM AT. В случае сложных γ -линий совместно анализировались спектры γ - γ -совпадений, по которым определялись число компонентов и их относительные интенсивности. Полученные таким образом энергии и относительные интенсивности γ -переходов с $I_\gamma \geq 0,06\% I_\gamma$ (1152),

приписанных ядру ^{147}Gd , представлены в табл. 1. Указанные погрешности обеих величин включают в себя, кроме статистической ошибки, ошибку калибровки энергетической шкалы и эффективности спектрометра.

Сравнение результатов наших измерений с результатами работ [4,5,14] указывает на то, что имеющиеся до сих пор данные о γ -спектре ^{147}Tb касались лишь наиболее интенсивных γ -квантов: из 130 γ -переходов, перечисленных в табл. 1, 115 зарегистрированы впервые.

Таблица 1. Гамма-переходы в ^{147}Gd при β -распаде ^{147}Tb и сведения о γ -совпадениях

Энергия (кэВ)	Интенсивность I_γ	Совпадает с «окнами» E_γ (кэВ)	Размещение E_i (кэВ) — E_j (кэВ)
119,74(3)	7,5(2)	140 348 1152	1412,2 — 1292,4
139,89(3)	34,1(9)	120 348 407 1152	1292,4 — 1152,5
259,6(1)	$\leq 0,4$	348 1152	1412,2 — 1152,5
287,4(1)	0,19(6)	120 140	1699,5 — 1412,2
347,65(3)	2,63(6)	120 140 1152	1759,8 — 1412,2
407,06(3)	1,95(7)	140 1152	1699,5 — 1292,4
434,96(4)	0,68(5)	120 140 1152	1847,1 — 1412,2
467,4(1)	0,14(7) ^{a)}	140	1759,8 — 1292,4
546,96(3)	2,19(6)	1152	1699,5 — 1152,5
554,65(3)	5,75(13)	140 1152	1847,1 — 1292,4
694,54(3)	41,4(9)	1152	1847,1 — 1152,5
1025,8(1)	0,32(4)	120	2438,0 — 1412,2
1080,5(3)	0,06(4)		(2233,2 — 1152,5)
1117,8(4) ^{b)}	0,41(5)	120 140 348 1152	2978,0 — 1759,8 ^{b)}
1134,5(3)	0,07(2)		
1136,1(3)	0,16(2)		(3573,6 — 2438,0)
1152,54(3)	100,0(2,7)	120 140 348 407 694	1152,5 — 0,0
1178,6(4)	0,11(3)	140 407	2878,0 — 1699,5
1199,52(9)	0,68(4)	120 140 1152	2611,7 — 1412,2
1243,5(4) ^{b)}	0,22(3)	1628	2871,6 — 1627,9 ^{b)}
			(4051,9 — 2808,3)
1262,8(2)	0,17(3)		

Продолжение табл. 1

Энергия (кэВ)	Интен- сивность I_γ	Совпадает с «окнами» E_γ (кэВ)	Размещение E_i (кэВ) — E_f (кэВ)
1285,48(9)	0,36(3)	1152	2438,0 — 1152,5
1292,53(8)	1,22(6)	120 348 407	1292,4 — 0,0
1310,2(1) ^{a)}	0,41(6)	140 1152	2611,7 — 1292,4
1319,8(3) ^{a)}	0,15(3)	1628	2947,6 — 1627,9
1324,3(2)	0,20(4)	120 140 694 (1152)	2736,4 — 1412,4 3171,6 — 1847,1
1368,8(2)	0,12(3)	(1628)	(4176,6 — 2808,3)
1396,4(4) ^{b)}	0,32(4)	120 140 (1152)	2808,3 — 1412,2 ^{b)}
1411,8(3)	0,09(3)		(3171,6 — 1759,8)
1415,6(5)	0,22(5)		3853,2 — 2438,0
1465,81(8)	0,31(3)	120 140 1152	2878,0 — 1412,2
1535,38(14)	0,31(3)	120 140 (1152)	2947,6 — 1412,2
1579,3(2)	0,16(3)	120 140	2871,6 — 1292,4
1583,7(2)	0,25(4)	1152	2736,4 — 1152,5
1585,6(1) ^{a)}	0,28(5) ^{a)}	140 (407) 1152	2878,0 — 1292,4
1627,85(7)	3,22(15)	(1948)	1627,9 — 0,0
1655,4(2)	0,18(3)	1152	2808,3 — 1152,5
1707,1(2)	0,28(5)	(140) (1152)	
1709,5(2)	0,14(4) ^{a)}	120 (140)	3121,7 — 1412,2
	0,56(8)	1152	2862,0 — 1152,5
1718,7(3) ^{b)}	0,19(3)	(1152)	2871,6 — 1152,5 ^{b)}
1727,3(5)	0,12(2)	694	3573,6 — 1847,1
1829,5(3)	$\approx 0,08^a)$	140	3121,7 — 1292,4
1907,3(5)	0,11(5)		(3319,6 — 1412,2)
1912,6(4)	0,16(4)	(120)	
1916,3(3)	0,18(4)		
1947,57(7)	2,12(7)	(1628)	1947,6 — 0,0
1969,0(4)	0,12(4)	(120)	
1971,5(6)	0,16(5)	(1152)	(3124,1 — 1152,5)
1986,2(2)	0,13(3)	694	3833,3 — 1847,1
2006,16(8)	0,48(3)	694 1152	3853,2 — 1847,1

Продолжение табл. I

Энергия (кэВ)	Интен- сивность I_γ	Совпадает с «окнами» E_γ (кэВ)	Размещение E_i (кэВ) — E_f (кэВ)
2027,2(2)	0,27(3)	140 1152	3319,6 — 1292,4
2033,4(1)	0,51(3)	140 1152	3325,8 — 1292,4
2038,2(2)	0,14(2)		
2044,5(4)	0,08(1)	694	3891,6 — 1847,1
2093,4(4)	0,12(4)	348	3853,2 — 1759,8
2131,8(3)	0,18(3)	(140) 348 1152	3891,7 — 1750,8
2165,9(4) ^{a)}	0,16(4) ^{a)}	120 140 348	3926,0 — 1759,8
2168(2) ^{b)}	0,45(5)	1152	3319,6 — 1152,5
2173,4(3)	0,17(2)	1152	3325,8 — 1152,5
2192,6(4)	0,09(2)	(407)	(3891,7 — 1699,5)
2197,0(2)	0,23(3)	1948	4144,4 — 1947,6
2205,47(9)	0,50(3)	1628 (1152)	3833,3 — 1627,9
2226,5(5)	0,08(2)	694	4073,7 — 1847,1
2233,18(9)	0,70(4)		2233,2 — 0,0
2258,3(8)	0,12(3)		
2263,8(3)	0,14(2)	1628	3891,7 — 1627,9
2329,0(1) ^{b)}	0,12(6) ^{a)}	(1152)	
	0,39(7)		2329,0 — 0,0
2354,2(2)	0,10(3)	694	4201,2 — 1847,1
2374,1(1)	0,35(4)	140 407 1152	4073,7 — 1699,5
2418,5(4)	0,11(3)	(407)	((4118,0) — 1699,5)
2421,0(4) ^{a)}	0,42(5)	119,7	3833,3 — 1412,2
	0,18(7)	139,9 1152	3573,6 — 1152,5
2422,8(2)	0,20(6)		3715,2 — 1292,4
2432,5(4)	0,19(3)		(4132,3 — 1699,5)
2438,04(9)	0,96(4)		2438,0 — 0,0
2444,8(4)	0,15(3)	(407)	4144,4 — 1699,5 ^{b)}
2481,6(2)	0,32(4)		
2486,2(4)	0,28(5)		
2489,5(4)	0,22(5)	(1152) (140) (348) (1627)	(4249,7 — 1759,8) (4118,0) — 1627,9)
2560,6(4)	0,30(6)	140	3853,2 — 1292,4

Продолжение табл. I

Энергия (кэВ)	Интен- сивность I_γ	Совпадает с «окнами» E_γ (кэВ)	Размещение E_i (кэВ) — E_f (кэВ)
2562,7(1)	2,04(12)	1152	3715,2 — 1152,5
2580,8(1)	0,18(2)	407	4280,4 — 1699,5
2586,6(2)	0,12(2)	120 140	3998,7 — 1412,2
2610,0(5)	0,07(2)	348	4369,8 — 1759,8
2639,7(4)	0,11(3)	140	4051,9 — 1412,2
2642,9(4)	0,22(4)		
2661,5(2)	0,12(2)	120 140 1152	4073,7 — 1412,2
2680,75(8)	3,64(14)	(407) 1152	2833,3 — 1152,5
2702,0(4)	0,11(3)		
2706,3(2)	0,20(4)	140 1152	3998,7 — 1292,4
2716,5(3)	0,13(3)		
2719,8(4)	0,08(3)	120 140	4132,3 — 1412,2
2732,3(1)	0,32(3)	120 140 1152	4144,4 — 1412,2
2738,9(3)	0,14(3)		(3891,6 — 1152,5)
2759,48(9)	0,80(7)	140 1152	4051,9 — 1292,4
2764,4(1)	0,25(3)	120 140 1152	4176,6 — 1412,2
2775,4(3)	0,12(2)	(1152)	(3926,0 — 1152,5)
2789,08(9)	0,51(4)	120 140 1152	4201,2 — 1412,2
2815,2(1)	0,45(3)	1152	3967,7 — 1152,5
2837,8(3)	0,22(4)	120 140 1152	4249,7 — 1412,2
2840,1(2)	0,50(7)	120 140	4132,3 — 1292,4
2852,0(1)	0,45(3)	120 140	4144,4 — 1292,4
2865,5(3)	0,06(1)		
2896,6(4) ⁶⁾	0,15(4)		
2908,8(2)	0,25(2)	120 140	4201,2 — 1292,4
2921,3(3)	0,11(2)		(4073,7 — 1152,5)
2957,1(2)	0,10(3)	(140)	(4249,7 — 1292,4)
2961,5(3)	0,06(2)		
2979,5(2)	0,12(2)		(4132,3 — 1152,5)
2991,8(1)	0,36(3)	1152	4144,4 — 1152,5
3007,2(2)	0,34(3)	120 140	4299,7 — 1292,4

Продолжение табл. 1

Энергия (кэВ)	Интен- сивность I_{γ}	Совпадает с «окнами» E_{γ} (кэВ)	Размещение E_i (кэВ) — E_f (кэВ)
3018,8(3)	0,08(2)	(140)	(4431,4) — 1412,2
3024,1(1)	0,20(4)	1152	4176,6 — 1152,5
3048,6(2)	0,24(2)	1152	4201,2 — 1152,5
3068,4(4)	0,09(2)		
3082,8(3) ^{б)}	0,13(2)	(1152)	
3119,0(2)	0,26(2)		3119,0 — 0,0
3124,2(3)	0,22(3)		3124,1 — 0,0
3128,3(4)	0,18(3)	1152	4280,4 — 1152,5
3139,0(3)	0,04(1)		(4431,4) — 1292,4
3147,2(2)	0,10(2)	(1152)	(4299,7 — 1152,5)
3167,8(5)	0,09(3)		
3171,8(5)	0,05(2)		
3192,6(2)	0,04(1)		
3217,3(4) ^{б)}	0,06(2)		(4359,8 — 1152,5)
3267,7(4)	0,08(2)		
3279,3(2)	0,12(2)		(4431,4) — 1152,5
3317,7(3)	0,09(2)		

а) Из спектров γ -совпадений.

б) В γ -спектре — линия сложная.

в) Часть интенсивности γ -перехода.

2.3. Измерения $\gamma\gamma$ -совпадений

Спектры $\gamma\gamma$ -совпадений при распаде ^{147}Bt измерялись с помощью спектрометра трехмерных ЕЕТ-совпадений, включающего два $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора объемом 100 и 75 см³ и систему отбора совпадений, собранную в стандарте КАМАК с РС IBM AT по принципу цифровых окон, устанавливаемых по одному из энергетических и по временному каналам. Так как особое внимание было уделено изучению размещения в схеме возбужденных уровней ^{147}Gd новых, прежде всего высокоэнергетических, γ -переходов с малой относительной интенсивностью, измерения проводились с энергетическими окнами, установленными на фотопики γ -переходов 1152, 140, 120, 407(546), 347 и 694 кэВ, разряжающих известные уже возбужденные уров-

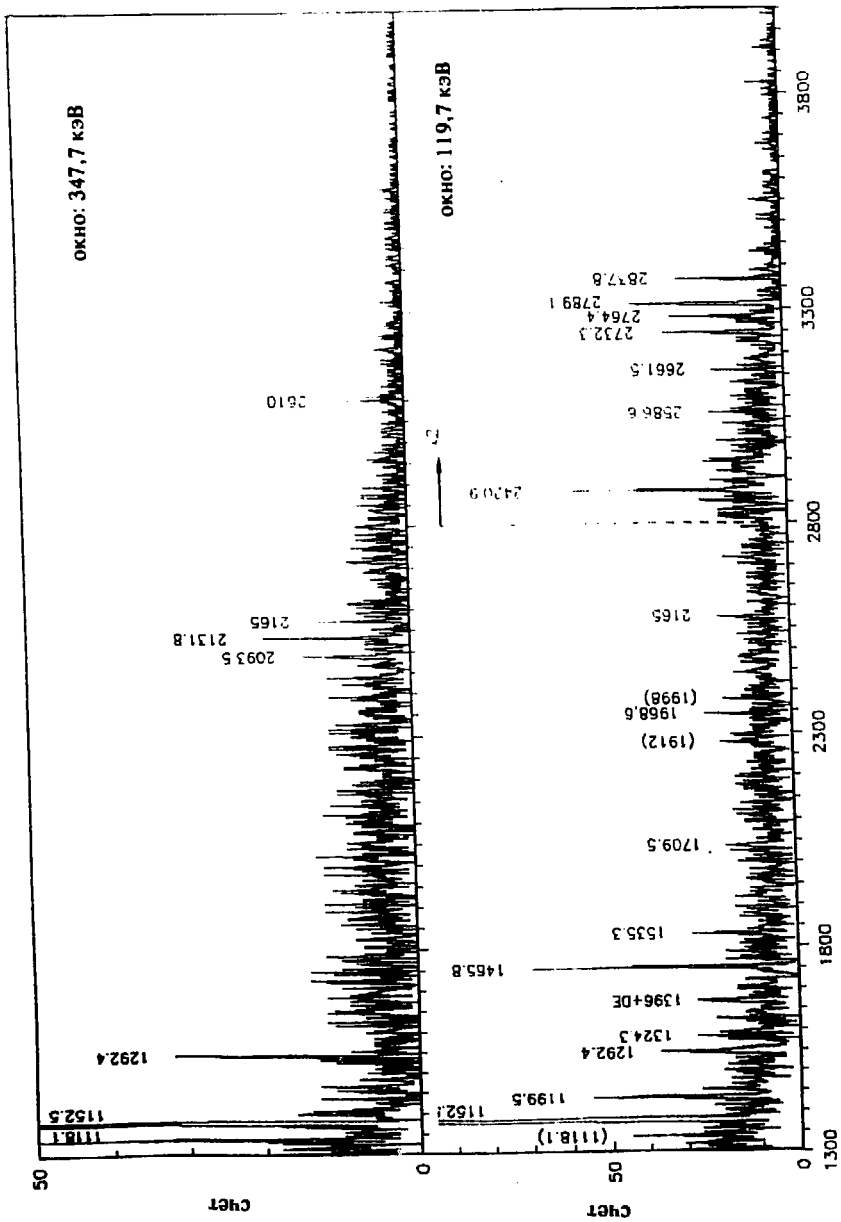


Рис.2а. Спектры γ -совпадений с окнами 119,7 кэВ и 347,7 кэВ

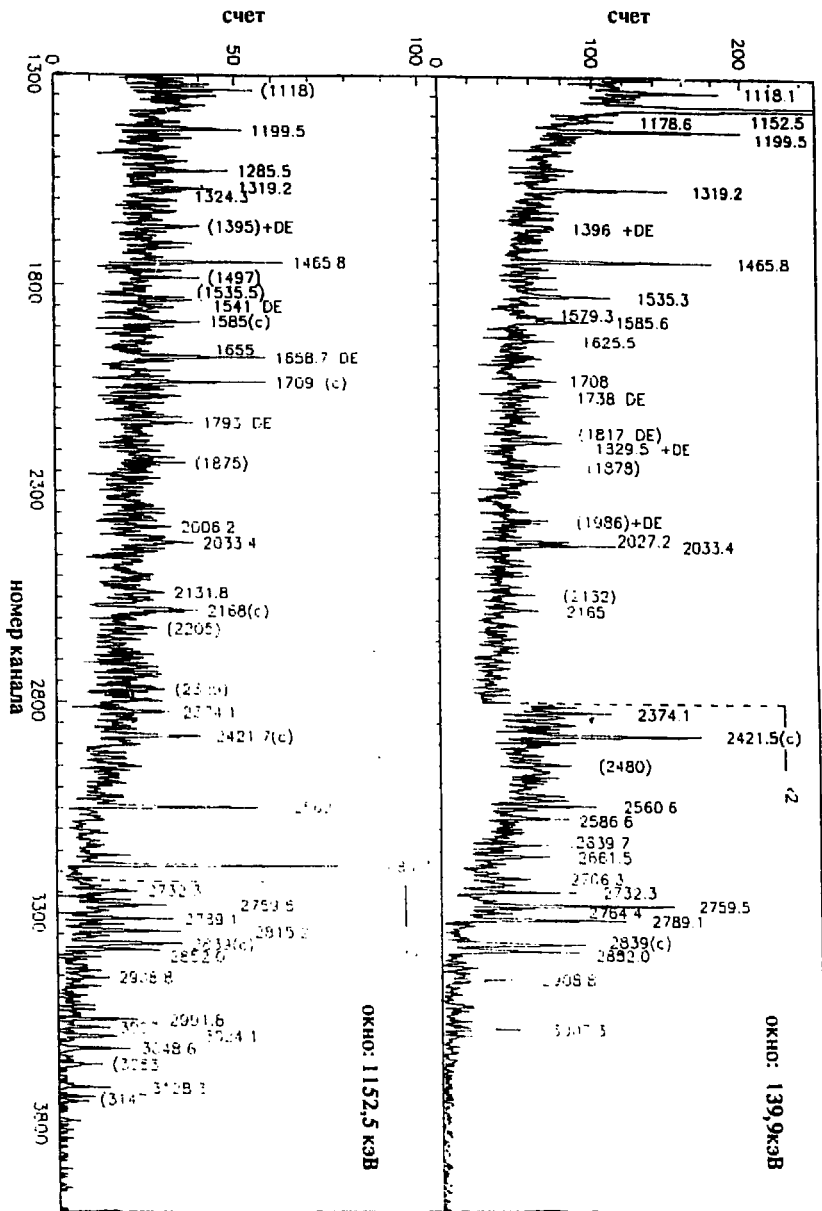


Рис. 26. Спектры γ -совпадений с окнами 139,9 кэВ и 1152,5 кэВ

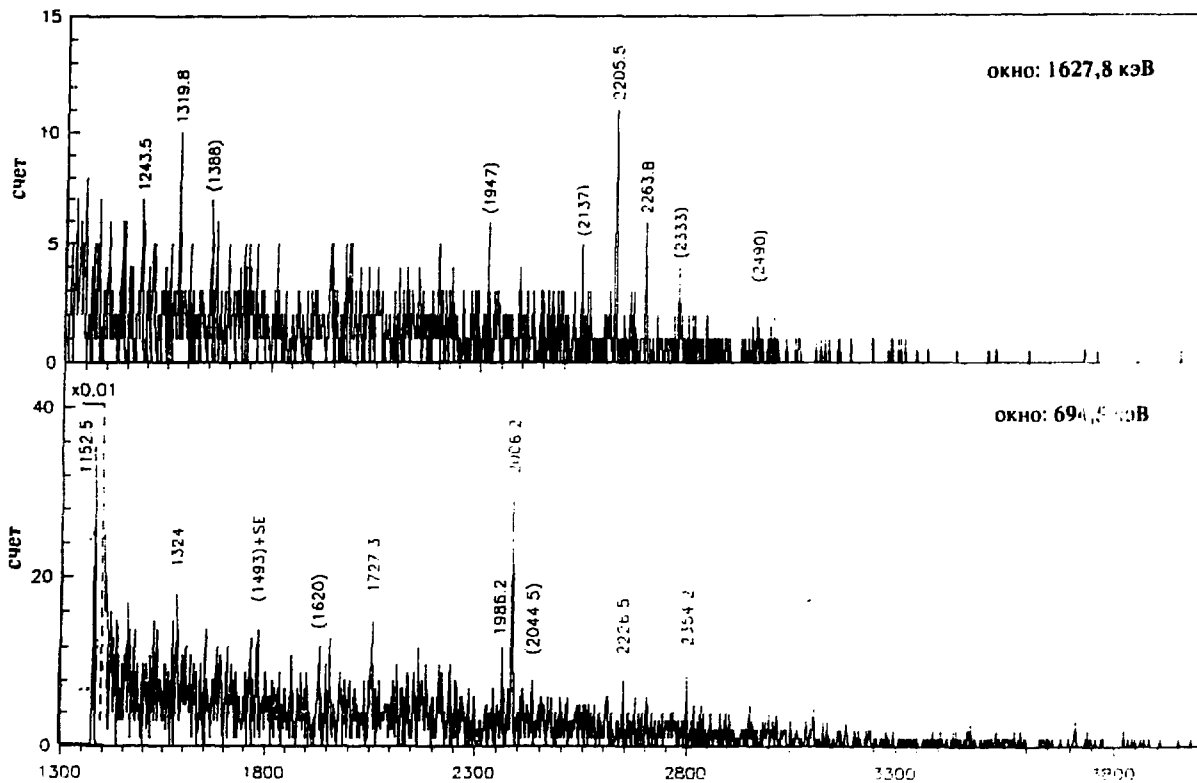


Рис.2в. Спектры γ -совпадений с окнами 1627,8 кэВ и 694,5 кэВ

ни ^{147}Gd (с энергиями 1152, 1292, 1412, 1699, 1759 и 1847 кэВ), и наиболее интенсивных высокоэнергетических неразмещенных переходов 1628 и 1947 кэВ. Каждому из перечисленных окон соответствовало дополнительное «фоновое» окно, размещенное чаще всего непосредственно за данным фотопиком. В ответном канале, с Ge(Li)-детектором, оснащенным фильтром 1 мм Cd + 4 мм Pb + 1 мм Cd, регистрировались спектры совпадений в энергетическом диапазоне 100 + 3300 кэВ. Ширина временного окна и окна случайных совпадений была ~ 50 нс. Радиоактивный источник помещался между детекторами, расположенными под углом 180°.

Полученные нами в одном из двух независимых экспериментов спектры совпадений (высокоэнергетические их участки) с γ -квантами 1152,5, 139,9, 119,8, 347,6, 694,5 и 1627,9 кэВ показаны на рис.2. В колонке 3 табл. 1 указаны окна, в спектрах которых наблюдаются соответствующие γ -переходы. Можно заметить, что большинство даже слабых γ -лучей, зарегистрированных в одиночном γ -спектре, мы смогли идентифицировать и в спектрах совпадений.

3. СХЕМА РАСПАДА ^{147g}Tb

На основании результатов наших измерений и имеющихся уже литературных данных о свойствах низкоспиновых состояний ядра ^{147}Gd можно предложить новую, более полную схему β -распада ^{147g}Tb (табл. 2), которая включает в себя 44 возбужденных уровня ядра ^{147}Gd и 108 γ -переходов. Размещение последних в предложенной схеме возбужденных уровней ^{147}Gd указано также в табл.1.

Все возбужденные уровни ^{147}Gd , расположенные выше уровня 1847,1 кэВ, идентифицированы нами впервые, в большинстве случаев непосредственно на основании γ -переходов, зарегистрированных в совпадениях с γ -переходами, разряжающими хорошо уже известные нижележащие уровни. Итак, уровни с энергиями 2878,0, 3833,3, 3853,2, 3891,6, 4073,7, 4132,3, 4144,4 и 4201,1 кэВ введены по трем и больше совпадающим γ -переходам; уровни 2438,0, 2611,7, 2736,3, 2808,3, 2871,6, 2947,6, 3121,7, 3319,7, 3325,8, 3573,6, 3715,2, 3998,7, 4176,6 и 4299,7 кэВ — по наличию двух таких переходов; уровни 2862,0, 3171,6, 3926,0, 3967,7, 4051,9, 4118,0, 4249,7, 4280,4, 4369,8 и (4431,4) кэВ — по наличию одного совпадающего γ -перехода. В свою очередь, отсутствие в измеренных нами спектрах совпадений достаточно интенсивных для их обнаружения γ -переходов 1947,6, 2233,2, 2329,5, 3119,0 и 3124,2 кэВ являлось основным аргументом в пользу того, что эти переходы идут в основное состояние, т.е. в ^{147}Gd су-

Таблица 2. Свойства уровней ^{147}Gd , заселяемых при распаде ^{147}Tb . Все энергии даны в кэВ

Уровень	Переходы с уровня: $E_{\gamma} L I_{\text{tot}} (\Delta I_{\text{tot}})^{\text{a}}$	$I_{\text{EC}+\beta^+}$ (%)	$\log ft$	J^{π}
0,0		$\equiv 0,00$		$7/2^{-6}$
1152,54(3)	1152,5 E2 100,2(2,7)	6,9(2,4)	6,94	$3/2^{-6}$
1292,43(4)	1292,5 (E3) 1,22(6), 139,9 E1 38(1)	9,01(9)	6,79	$1/2^{+6}$
1412,17(5)	259,6 (E1) $\leq 0,4$ 119,7 M1 (+ E2) 17,1(5)	8,02(7)	6,80	$3/2^{+6}$
1627,85(8)	1627,85 3,20(14)	1,98(13)	7,35	$(5/2)^{+}$
1699,49(4)	547,0 E1 2,20(6), 407,1 M1 2,04(7), 287,4 (M1) 0,22(7)	2,97(10)	7,15	$3/2^{+6}$
1759,83(6)	467,4 0,14(7), 347,7 M1 2,80(7)	1,80(9)	7,39	$1/2^{+6}$
1847,08(4)	694,5 M1 41,6(9), 554,6 E1 5,80(13), 435,0 (E1) 0,68(5)	42,4(8)	5,95	$1/2^{-6}$
1947,57(7)	1947,6 2,12(7)	1,63(7)	7,34	$(5/2)^{-}$
2233,18(9)	2233,2 0,70(4), (1080,5 0,06(4))	0,69(6)	7,62	$(5/2)^{-}$
2329,5(5)	2329,0 0,36(7)	0,32(7)	7,91	
2438,03(7)	2438,0 0,96(4), 1285,5 0,36(3), 1025,8 0,32(4)	1,14(7)	7,32	$5/2^{-}, 3/2^{-}$
2611,68(8)	1319,2 0,41(6), 1199,5 0,68(4)	0,98(7)	7,30	
2736,3(2)	1583,7 0,25(4), 1324,3 0,10(5)	0,32(7)	7,73	
2808,3(3)	1655,4 0,18(3), 1396,4 0,20(6)	0,15(8)	8,0	
2862,0(3)	1709,5 0,56(8)	0,51(7)	7,48	
2871,6(2)	(1718,7 0,10(5)), 1579,3 0,16(3), 1243,5 0,12(5)	0,34(7)	7,64	
2878,00(9)	1585,6 0,28(5), 1465,8 0,79(5), 1178,6 0,11(3)	1,33(12)	7,06	
	1117,8 0,3(1)			

Продолжение табл.2

Уровень	Переходы с уровня: $E_{\gamma} L I_{tot} (\Delta I_{tot})^a$	$I_{EC+\beta^+}$ (%)	$\log ft$	J^{π}
2947,58(12)	1535,4 0,31 (3), 1319,8 0,15(3)	0,42(4)	7,51	
3119,0(2)	3119,0 0,26(2)	0,23(6)	7,67	
3121,7(2)	1829,5 0,08(4), 1709,5 0,14(4)	0,20(5)	7,81	
3124,2(3)	3124,2 0,22(3), 1971,5 0,16(4)	0,34(5)	7,50	
3171,6(4)	1411,8 0,09(3), 1324,3 0,10(5)	0,17(6)	7,79	
3319,7(3)	2169(2) 0,25(10), 2027,2 0,27(3), (1907,3 0,11(5))	0,57(11)	7,14	
3325,8(2)	2173,4 0,17(2), 2033,4 0,51(3)	0,62(4)	7,11	
3573,6(3)	2421,0 0,18(7), 1727,3 0,12(2), (1136,1 0,16(2))	0,42(8)	7,07	
3715,2(1)	2562,7 2,04(12), 2422,8 0,20(6)	2,02(13)	6,26	1/2, 3/2
3833,30(8)	2680,8 3,64(14), 2421,0 0,42(5), 2205,5 0,50(3)	4,10(14)	5,82	1/2
3853,24(9)	2560,6 0,30(6), 2093,4 0,12(4), 2006,2 0,50(3) (1415,6 0,22(5))	1,01(9)	6,42	
3891,6(2)	(2738,9) 0,14(3), 2263,8 0,13(2), 2192,6 0,09(2) 2131,8 0,18(3), 2044,5 0,08(1)	0,57(9)	6,61	
3926,0(4)	(2775,4 0,12(2)), 2165,9 0,16(5)	0,25(6)	6,88	
3967,7(1)	2815,2 0,45(3)	0,41(3)	6,64	
3998,7(2)	2706,3 0,20(4), 2586,6 0,12(2)	0,29(5)	6,74	
4051,9(1)	2759,5 0,80(7), 2639,7 0,11(3), (1243,5 0,10(4))	0,91(9)	6,17	1/2, 3/2

Продолжение табл.2

Уровень	Переходы с уровня: $E_{\gamma} L I_{tot} (\Delta I_{tot})^{a)}$	$I_{EC+\beta^+}$ (%)	$\log ft$	I^{π}
4073,7(1)	(2921,3 0,11(2)), 2661,5 0,12(2), 2374,1 0,35(4) 2226,5 0,08(2)	0,55(5)	6,35	
4118,0(4)	(2489,5 0,10(5)), 2418,5 0,12(3)	0,20(6)	6,70	
4132,3(1)	(2979,5 0,12(2)), 2840,1 0,50(7), 2719,8 0,08(3) (2432,5 0,19(3))	0,80(9)	6,08	1/2, 1/3
4144,4(1)	2991,8 0,36(3), 2852,0 0,45(3), 2732,3 0,32(3) (2444,8 0,10(3)), 2197,0 0,23(3)	1,31(9)	5,84	1/2
4176,6(1)	3024,1 0,29(4), 2764,4 0,25(3), (1368,8 0,12(3))	0,60(6)	6,11	1/2, 3/2
4201,2(1)	3048,6 0,24(2), 2908,8 0,23(2), 2789,1 0,51(4) 2354,2 0,10(3), (2253,7 0,08(2))	1,05(6)	5,80	1/2
4249,7(2)	(2957,1 0,10(3)), 2837,8 0,22(4), 2489,5 0,10(5)	0,38(7)	6,13	1/2, 3/2
4280,4(1)	3128,3 0,18(3), 2580,8 0,18(2)	0,33(4)	6,09	1/2, 3/2
4299,7(2)	3147,2 0,10(2), 3007,2 0,34(3)	0,40(4)	5,95	1/2
4369,8(5)	(3217,3 0,06(2)), 2610,0 0,07(2)	0,12(3)	6,21	1/2, 3/2
(4431,4(3))	(3279,3 0,12(2)), (3139,0 0,04(1)), (3018,8 0,08(2))	0,22(3)	5,61	1/2

а) Мультипольности переходов из [12,15,17]. Переходы, размещенные в схеме уровней только по суммам энергий, взяты в скобки.

б) Спины установлены в [12,14,15].

ществуют возбужденные состояния с такой же энергией. В случае уровня 1947,6 кэВ найдены также заселяющие его γ -переходы. Наиболее интенсивные из них зарегистрированы непосредственно в совпадениях с γ -квантами 1947,6 кэВ.

Ниже уровня 1847,1 кэВ введен только один новый уровень с энергией 1627,8 кэВ. Основанием для этого являлись интенсивный γ -переход 1627,8 кэВ и ряд совпадающих с ним слабых γ -переходов (рис.2в), разряжающих установленные по другим совпадениям вышележащие состояния. Следует отметить, что ранее авторы работы [12], исследуя возбуждения ^{147}Gd (с низкими и промежуточными значениями спина) в реакциях ($^3\text{He}3n$) и (α, n), обнаружили состояние с энергией 1628,3 кэВ, которому приписали характеристики $I^\pi = 7/2^+$.

Число неразмещенных γ -переходов в предлагаемой нами схеме распада ^{147}Gd составляет около 18% от числа всех γ -переходов, перечисленных в табл.1, а их суммарная интенсивность — менее 4% интенсивности γ -перехода 1152,5 кэВ (принятой в табл.1 как 100 отн. ед.). При этом на основании анализа интегральных спектров совпадений можно предположить, что наиболее интенсивные из этих переходов с суммарной интенсивностью 1,8 отн. ед. идут непосредственно в основное состояние ^{147}Gd . Суммируя полные интенсивности переходов, идущих в основное состояние (размещенных в обсуждаемой схеме распада), с учетом последнего замечания, находим значение 111(3) отн. ед., которое с точностью до маловероятного β -распада $^{147}\text{Gd}(1/2)^+$ в основное состояние $^{147}\text{Gd}(7/2^-)$ соответствует полной интенсивности ($EC + \beta^+$)-распадов ^{147}Gd . Ее процентное распределение по возбужденным состояниям ^{147}Gd и соответствующие значения $\log ft$ указаны в табл.2. При расчете $\log ft$ принято: $T_{1/2}(^{147}\text{Gd}) = 1,67(9)$ ч (среднее значение данных из таблиц [20]) и $Q_{EC}(^{147}\text{Gd}) = 4610(16)$ кэВ [21].

Значения спина и четность ранее известных, низковозбужденных состояний ядра ^{147}Gd установлены в [12,14—16]. Спин основного состояния измерен в [22]. Анализ значений I^π новых состояний, введенных в настоящей работе, затруднен из-за отсутствия данных о мультипольностях переходов, разряжающих эти состояния. Имея в виду $I^\pi = 1/2^+$ основного состояния материнского ядра ^{147}Gd , следует предположить, что в большинстве это состояния с $I \leq 5/2$. Вероятное значение $I = 1/2$ можно предложить лишь состояниям 3833,3, 4144,4, 4201,2, 4299,7, (4431,4) кэВ, для которых получены самые низкие значения $\log ft \approx 5,6 + 5,9$. Кроме того, для некото-

рых уровней набор вероятных значений I^π можно ограничить (табл.2), учитывая наряду со значением $\log ft$ способ разрядки и заселения γ -переходами. В частности, на основании значения $\log ft = 7,4$, существования γ -перехода в основное состояние, ряда заселяющих γ -переходов с вышележащих уровней с исключительно высокими значениями $\log ft$, отсутствия γ -переходов на нижележащие низкоспиновые состояния 1292 кэВ ($1/2^+$) и 1412 кэВ ($3/2^+$) для уровня 1627,9 кэВ можно предложить, как наиболее вероятное, значение спина $5/2$. Данный вывод указывает на то, что это состояние и состояние 1628,3 кэВ ($7/2^+$), наблюдаемое в работах [12,13], — два разных состояния ^{147}Gd , возможно, оба члены мультиплета ($\nu f_{7/2} \times 3^-$) с $I^\pi = 5/2^+$ и $7/2^+$ (см. ниже).

4. АСПЕКТЫ СТРУКТУРЫ НИЗКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{147}Gd

Рассматривая ядро ^{147}Gd как систему, состоящую из сильно связанного четно-четного остова (магического ядра $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$) и одного валентного нейтрона, в рамках сферической оболочечной модели ядра можно предположить, что спектр его возбужденных состояний в диапазоне энергий, доступных бета-распаду ^{147}Tb ($E < 4,5$ МэВ), определяют:

- однеитронные возбуждения оболочки $82 < N \leq 126$;
- нейтронно-дырочные возбуждения с образованием внешней пары нейтронов в состоянии с $j^\pi = 0^+$, т.е. двухчастично-однодырочные ($2p1h$) возбуждения с дыркой в нейтронной оболочке $50 < N \leq 82$;
- коллективные, квазичастично-фононные возбуждения, возникающие при взаимодействии обоих типов одночастичных возбуждений с нижайшими возбуждениями остова;
- трехквазичастичные, в том числе нейтронно-протонные возбуждения.

На основе анализа вероятностей β -переходов из обоих изомерных состояний ^{147}Tb (одночастичные состояния $\pi s_{1/2}$ и $\pi h_{11/2}$) и систематики одночастичных состояний в нечетных изотонах с $N = 83$ и $Z < 64$, для которых имеются данные из реакций однонуклонной передачи, авторы работ [12,14,15] интерпретируют в ядре ^{147}Gd как одночастичные (с возможной примесью соответствующих квазичастично-фононных конфигураций) состояния с энергией 0,0 кэВ ($2f_{7/2}$), 1152,5 кэВ ($3p_{3/2}$), 1387,3 кэВ ($1h_{9/2}$) и 1847,1 кэВ ($3p_{1/2}$) (рис.3). Одночастичные возбуждения $\nu 2f_{5/2}$ и $\nu 1i_{13/2}$,

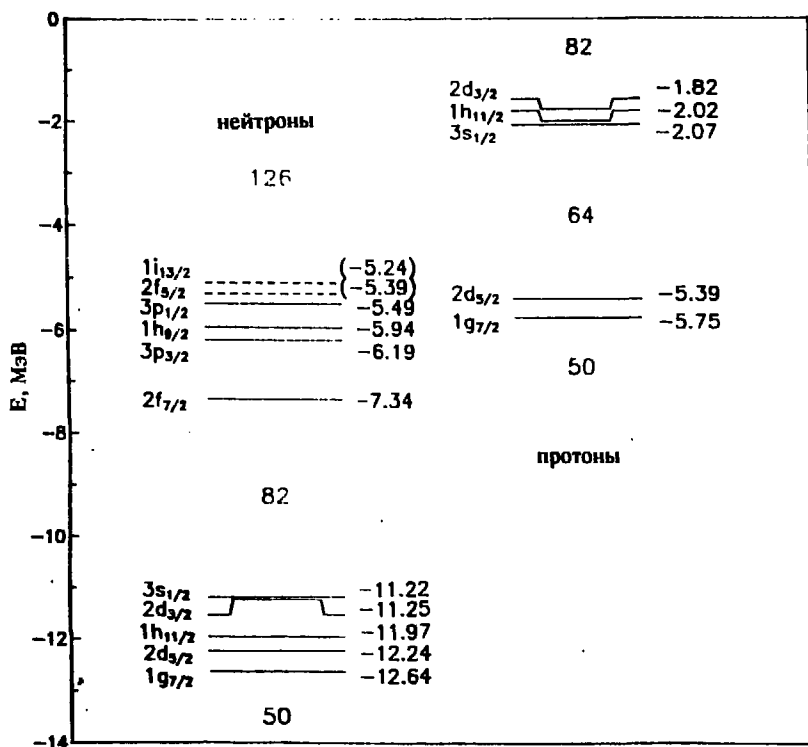


Рис.3. Одночастичные состояния в области $N = 82$ и $Z = 64$

комплектующие полностью сферическую оболочку $82 < N \leq 126$, в ядре ^{147}Gd до сих пор не были идентифицированы. По данным работы [23], полученным из анализа энергии двухчастичных возбужденных состояний типа $(\nu f_{7/2} i_{13/2})_{10}^-$ в четно-четных изотонах с $N = 84$ и трехчастичных состояний типа $(\nu f_{7/2} {}^2 i_{13/2})_{25/2}^+$ в нечетных изотонах с $N = 85$, энергия невозмущенного одночастичного состояния $\nu i_{13/2}$ в ^{147}Gd должна составлять 2,1(1) МэВ. Учет отталкивающего взаимодействия с близким по энергии состоянием $(\nu f_{7/2} \times 3^-)_{13/2}^+$ приводит к сильному смешиванию обеих конфигураций [24—26] и к существенному сдвигу их энергии. По оценкам авторов работ [16,23], в ядре ^{147}Gd энергия состояния с главным одночастичным компонентом $\nu i_{13/2}$ составляет около 2,5 МэВ. Возмущенное состояние $(\nu f_{7/2} \times 3^-)_{13/2}^+$ наблюдается экспериментально при энергии 997,2 кэВ [5].

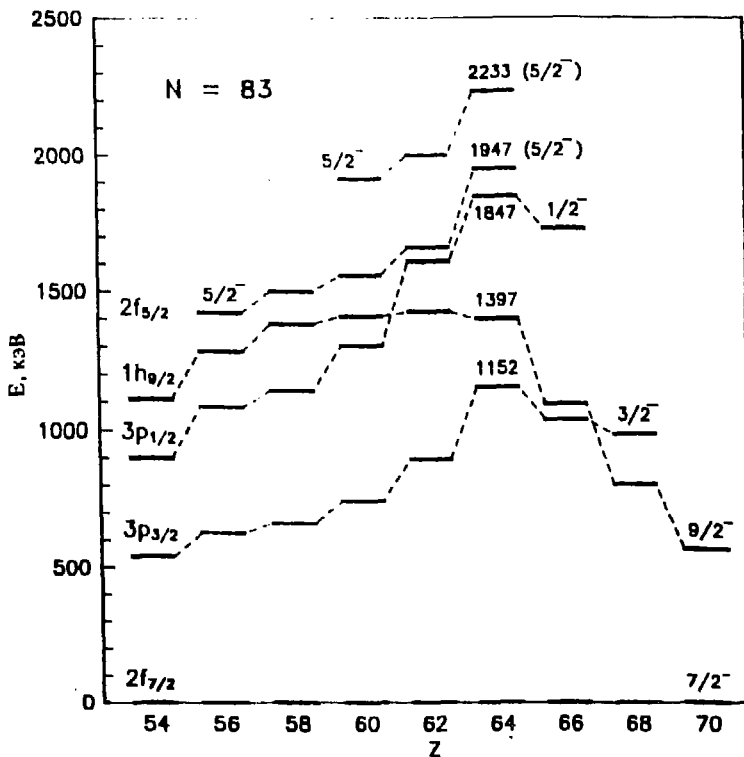


Рис.4. Систематика состояний отрицательной четности в изотонах с $N = 83$ и четным Z

Реальная структура возбуждения $\nu f_{5/2}$ в ядре ^{147}Gd , по-видимому, тоже сложная, так как в его близком соседстве находится квазичастично-фононное состояние $(\nu f_{7/2} \times 2^+)_5/2^-$. Оба состояния ожидаются нижайшими с $I^\pi = 5/2^-$ и, очевидно, связаны с основным состоянием $\nu f_{7/2}$ интенсивными γ -переходами. Хорошие кандидаты для такой интерпретации — установленные нами новые уровни с энергиями 1947,6 и 2233,2 кэВ (или 2329,5 кэВ). На это указывают их энергии, вероятные значения спинов (5/2, 3/2), способ разрядки и представленная на рис.4 систематика состояний отрицательной четности, интерпретированных как одночастичные, и двух нижайших состояний с $I^\pi = 5/2^-$ в нечетных изотонах с $N = 83$. Отметим, что согласно расчетам спектра одночастичных состояний с потен-

циалом Саксона — Вудса энергия состояния $\nu 2f_{5/2}$ на 100—150 кэВ больше энергии состояния $\nu p_{1/2}$ 1847,1 кэВ, т.е. близка к энергии уровня 1947,6 кэВ.

Решить однозначно проблему идентификации в ядре ^{147}Gd ожидаемых $1h2p$ -возбуждений в настоящее время еще сложнее. Авторы работ [12,14], сравнивая энергетические интервалы между однодырочными состояниями $\nu s_{1/2}^{-1}$ (0,0 кэВ) и $\nu d_{3/2}^{-1}$ (27 кэВ) и $1p2h$ -состоянием $\nu f_{7/2} j_0^{-2}$ (1273 кэВ) в ядре ^{145}Gd [27] и нижайшими состояниями в ядре ^{147}Gd , приходят к выводу, что в ядре ^{147}Gd возбужденные состояния положительной четности с энергиями 1292,4 кэВ ($1/2^+$) и 1412,2 кэВ ($3/2^+$) следует рассматривать как нижайшие $1h2p$ -возбуждения типа $\nu s_{1/2}^{-1} j_0^2$ и $\nu d_{3/2}^{-1} j_0^2$ соответственно. Результаты недавней работы [16], в которой впервые измерены спектроскопические факторы dt -реакции для четырех нижайших уровней ^{147}Gd с $I^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$, противоречат этим выводам и указывают однозначно на то, что уровни 1292,4 и 1412,2 кэВ следует интерпретировать как члены мультиплета ($\nu f_{7/2} \times 3^-$) с небольшой примесью обсуждаемых дырочных конфигураций $\nu s_{1/2}^{-1} j_0^2$ и $\nu d_{3/2}^{-1} j_0^2$ и что с последними следует связывать вышележащие состояния 1759,8 кэВ ($1/2^+$) и 1699,5 кэВ ($3/2^+$) соответственно. Новым аргументом, свидетельствующим в пользу приписания главного компонента ($\nu f_{7/2} \times 3^-$) $_{1/2^+}$ состоянию 1292,4 кэВ, является обнаруженный в настоящей работе относительно интенсивный ($E3$) γ -переход, разряжающий этот уровень непосредственно в основное состояние.

Более глубокие $1h2p$ -возбуждения $\nu h_{11/2}^{-1} j_0^2$, $\nu d_{5/2}^{-1} j_0^2$ и $\nu g_{7/2}^{-1} j_0^2$ оболочки $50 < N < 82$ в ядре ^{147}Gd неизвестны. Оценки их энергий, основанные на спектре дырочных возбуждений, наблюдаемых в ядре ^{145}Gd [14], приводят к значениям 2,41, 2,68 и 3,08 МэВ соответственно (принято $E_{S_{1/2}^{-1} j_0^2} = 1,66$ МэВ [16]). Исходя из этих оценок, можно пытаться интерпретировать состояние с энергией 2386 кэВ ($13/2^-$, $11/2^-$), наблюдаемое в работах [12,13], как $\nu h_{11/2}^{-1} j_0^2$.

Взаимодействие нижайшего октупольного возбуждения остова ($E = 1579$ кэВ) с одночастичными состояниями 83-го нейтрона (из оболочки $82 < N < 126$) генерирует в энергетическом спектре ядра ^{147}Gd 26 возбужденных состояний положительной четности с $I < 15/2$ и $E < 3,6$ МэВ. Среди них 11 низкоспиновых состояний с $I^\pi < 5/2^+$. Поиски состояний

нижайшего мультиплетта $(\nu f_{7/2} \times 3^-)_{I^\pi = 1/2^+ - 13/2^+}$ проводились авторами многих работ. После интерпретации состояний с $I^\pi = 1/2^+$ (1292,4 кэВ) и $3/2^+$ (1412,2 кэВ) как членов этого мультиплетта стали известными [16] все из них кроме одного, с $I^\pi = 5/2^+$. С большой вероятностью можно предполагать, что этим состоянием является найденное нами состояние 1627,9 кэВ. Основанием для этого является не только его энергия и вероятное значение спина $I = 5/2$, но и разрядка уровня только одним γ -переходом в основное состояние.

Структура состояний положительной четности других частично-октупольных конфигураций в ядре ^{147}Gd , по всей видимости, сложная. Их энергии ожидаются выше 2,3 МэВ, где могут находиться многие примешивающиеся состояния (этой же четности) других конфигураций, в том числе мультиплетов $(\nu s_{1/2}^- \times 2^+)$, $(\nu d_{3/2}^- \times 2^+)$ и $(\nu f_{7/2} \times 5^-)$. Высокоспиновый член последнего мультиплетта с $I^\pi = 17/2^+$ принадлежит u_{gast} -полосе ^{147}Gd и наблюдается при энергии возбуждения 2488 кэВ.

Нижайшие частично-фононные состояния отрицательной четности в ядре ^{147}Gd связаны с квадрупольным возбуждением остова ($E_2^+ = 1972$ кэВ) и принадлежат мультиплету $(\nu f_{7/2} \times 2^+)_{I^\pi = 3/2^- - 11/2^-}$. Взаимодействие с нижерасположенными одночастичными состояниями отрицательной четности приводит, вероятно, к модификации их структуры и сдвигам энергии. Первые, высокоспиновые члены этого мультиплетта, с $I^\pi = 11/2^-$ (1944 кэВ) и $9/2^-$ (1798 кэВ) со значительной примесью одночастичного компонента $\nu h_{9/2}$ идентифицированы в работах [12, 13]. Низкоспиновые члены могут находиться среди наблюдаемых нами новых уровней, в диапазоне энергии 1,9 + 2,5 МэВ. Обсуждая одночастичные возбуждения, мы уже предполагали, что состояние $(\nu f_{7/2} \times 2^+)_{5/2^-}$, сильно смешанное с $\nu f_{5/2}$, можно идентифицировать с уровнем 2233,2 кэВ или 2329,0 кэВ (для обоих допускаются $I^\pi = 5/2^-$ и $3/2^-$). Следующий возбужденный уровень с энергией 2438,0 кэВ ($3/2^-$, $5/2^-$) можно тогда рассматривать как возбуждение типа $(\nu f_{7/2} \times 2^+)_{3/2^-}$, хотя нельзя исключить возможность приписания этой структуры и уровню 2233,2 кэВ.

Классифицируя состояния ^{147}Gd , расположенные в области 2,6 + 2,9 МэВ, следует учитывать, что в этой области могут находиться так-

же верхние состояния мультиплета ($\nu d_{3/2}^{-1} \times 3^{-}$), нижайшие состояния мультиплетов ($\nu f_{7/2} \times 4^{+}$), ($\nu p_{3/2} \times 3^{-}$) и двухфононного ($\nu f_{7/2} \times 3^{-}$)².

В энергетическом диапазоне $E = 3,0 + 4,4$ МэВ исследуемого спектра низкоспиновых состояний ядра ^{147}Gd мы нашли 26 уровней, подавляющее большинство которых группируется выше 3,8 МэВ и отличается значениями $\log ft = 5,8 + 6,6$ — явно меньшими, чем значения $\log ft$, полученные для большинства нижележащих состояний. Для простого объяснения этого факта необходимо предположить, что основные конфигурации этой группы возбуждений другие, чем квазичастично-фононные, для которых наблюдаемые $\log ft > 6,8$. Очевидно, следует в первую очередь рассматривать трехквазичастичные конфигурации и среди них те, которые позволяют ядру ^{147}Gd , реализовать быстрые (разрешенные) β -переходы, такие как GT -переходы, связанные с распадом протонной пары типа $(\pi h_{11/2}^2)_0^+ \rightarrow (\pi h_{11/2} \nu h_{9/2})_1^+$ [13]. Для такого анализа требуются и более точные измерения квантовых характеристик обсуждаемых состояний, и детальные теоретические расчеты, вероятно, сильно смешанных трехквазичастичных конфигураций как в ядре ^{147}Gd , так и в ядре ^{147}Tb .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При подготовке этой статьи к печати нам стали известны новые результаты исследований распада ^{147}Tb , полученные группой П.Кляйнхайнца [27]. Сравнивая результаты обеих работ, можно прийти к выводу, что:

— наши измерения выполнены в лучших условиях и с более высокой статистической точностью;

— предложенная нами схема распада ^{147}Tb более полная, чем в [27];

— найденные в [27] возбужденные уровни ^{147}Gd с энергиями 4081 и 3621 кэВ не существуют (γ -переход 2788,6 кэВ идет на уровень 1412,2 кэВ, а γ -переход 2329,0 кэВ не обнаруживается в совпадениях с переходом 140 кэВ);

— фотопик 1970 кэВ сложный (1969,0 + 1971,5). Оснований для введения уровня с энергией 1970 кэВ мы не находим;

— другие состояния ^{147}Gd , найденные в [27], и основные выводы об их структуре находятся в полном согласии с нашими результатами.

Авторы выражают свою глубокую признательность проф. В.Каминскому за плодотворные обсуждения результатов исследований и доктору К.Зуберу за предоставление работы [27] и полезные дискуссии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-3756) и Народной академии культуры и общечеловеческих ценностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chu Y.Y., Franz E.M., Friedlander G. — Phys. Rev. Lett., 1969, A21, p.23; Phys. Rev., 1969, 187, p.1529.
2. Nagai Y. et al. — Phys. Rev. Lett., 1981, 47, p.1259.
3. Liang C.F. et al. — Phys. Lett., 1987, B191, p.245.
4. Афанасьев В.П. и др. — Известия АН СССР, сер.физ., 1971, 35, с.659.
5. Newman E. et al. — Phys. Rev., 1974, C9, p.674; Phys.Rev., 1975, C12, p.346.
6. Kownacki J. et al. — Phys. Scr., 1972, 5, p.66.
7. Haratym Z. et al. — Nucl. Phys., 1977, A276, p.209.
8. Kleinheinz P. et al. — Z. Phys., 1979, A290, p.279.
9. Broda R. et al. — Z. Phys., 1982, A305, p.281.
10. Bakander O. et al. — Nucl. Phys., 1982, A389, p.93.
11. Haas B. et al. — Nucl. Phys., 1981, A362, p.254.
12. Компра Т. et al. — Z. Phys., 1983, A314, p.33.
13. Piiparinen H. et al. — Annual Report 1984, KFA Julich, ISSN 0170-89-37, 1985, p.110.
14. Styczen J. et al. — Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingør, 1981, CERN 81-09, p.548.
15. Каминский В.А., Ваврышук Я. — Тезисы докладов 30 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1980, с.161.
16. Kader H. et al. — Phys. Lett., 1989, B227, p.325.
17. Вылов Ц. и др. — Тезисы докладов 22 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, часть I. Л.: Наука, 1972, с.107.
18. Kalinnikov V.G. et al. — Nucl. Inst. and Methods, 1992, B70, p.62.
19. Гаджоков В. — ПТЭ, 1970, 5, с.82.
20. Table of Isotopes, Lederer C.M., Shirley V.S. (eds). 7th Edn, Wiley, New York, 1978.
21. Keller H. et al. — Z. Phys., 1991, A340, p.363.
22. Ekstrom C. et al. — Phys. Scripta, 1972, 6, p.181.
23. Piiparinen M. et al. — Z. Phys., 1992, A337, p.387.
24. Hausser O. et al. — Nucl. Phys., 1982, A379, p.287.
25. Kleinheinz P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 48, p.1457.
26. Dafni E. et al. — Phys. Lett., 1987, B199, p.26.
27. Manegazzo R. et al. — Ann. Rep., KFA Julich, 1990, p.20.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июля 1993 года.