

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-88-562

И.Адам¹, Я.Добеш¹, Ж.Т.Желев², Д.Закоуцки¹,
Б.Крацик¹, М.Михайлова, П.Навратил¹, И.Пенев²

СХЕМА РАСПАДА ¹⁴⁷Eu
И СТРУКТУРА
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ¹⁴⁷Sm

Направлено в "Известия АН СССР, сер. физ."

¹ИЯФ, Ржеж, ЧССР

²ИЯИЯЭ, София

С помощью антикомптоновского спектрометра исследован распад ^{147}Eu , ^{147}Sm ¹¹. На основе полученных экспериментальных результатов и литературных данных ²⁻⁸ построена схема распада ^{147}Eu .

Схема распада строилась поэтапно. Сначала были введены уровни, существование которых следует из результатов измерений γ - γ -совпадений ⁹ и e - γ -совпадений ¹⁰. Это уровни: 121,213; 197,285; 798,730; 1043,526; 1054,216; 1063,386; 1077,046; 1180,249; 1317,673; 1318,072; 1449,105; 1453,216; 1471,411; 1471,880 и 1548,630 кэВ. Между указанными выше уровнями были размещены лишь переходы, которые наблюдались в совпадениях ^{9,10}. Энергии уровней вычислены методом наименьших квадратов и получены $\chi^2_1(E) = 2,1$. Проведено также сравнение экспериментальных и рассчитанных значений интенсивностей дифференциально-интегральных совпадений $T^{\text{экс}}_2$ и $T^{\text{расч}}_2$, которое дало $\chi^2_1(T) = 192,0$. На втором этапе в схему распада включены переходы, размещенные на основе сравнения энергии перехода с разностью энергий уровней; получены $\chi^2_2(E) = 3,2$ и $\chi^2_2(T) = 11,5$. Наконец, были введены новые уровни с помощью измеренных интенсивностей дифференциально-интегральных совпадений. Для введения уровней с энергией выше 1000 кэВ использовано то обстоятельство, что энергия распада $^{147}\text{Eu} Q = 1720,9(25)$ кэВ ¹¹ и что энергия третьего возбужденного состояния равна 716,59 кэВ. В таком случае любой переход с энергией больше 1000 кэВ должен идти на основное состояние, либо на уровень 121,213 кэВ, либо на уровень 197,285 кэВ. Переходы, которые сверху не связаны с другим переходом и направлены на основное состояние, имеют нулевую интенсивность дифференциально-интегральных совпадений; те же, которые направлены на 1-е или 2-е возбужденные состояния, совпадают с относительной интенсивностью 12% или 42%. Таким образом, вводим следующие уровни:

- 1106,857 кэВ - связан с основным состоянием прямым переходом, имеющим значение $T^{\text{экс}}_2 = 0,0(13)\%$.
- 1317,853 кэВ связан с основным состоянием прямым переходом с $T^{\text{экс}}_2 = 1,7(3)\%$.
- 1349,648 кэВ связан со 2-м возбужденным состоянием переходом с энергией 1152,330 кэВ и $T^{\text{экс}}_2 = 41(7)\%$.
- 1600,93 кэВ связан с основным состоянием переходом с $T^{\text{экс}}_2 = 0,0(20)\%$ и с первым возбужденным состоянием переходом 1479,71 кэВ с $T^{\text{экс}}_2 = 14,0(20)\%$.

При бета-распаде ^{147}Eu в работе $^{12/}$ был установлен уровень 809,355 кэВ. Введение этого уровня подтверждается наблюдением трех новых переходов, с ним связанных: 254,09; 267,74; 688,15 кэВ. Кроме энергетического баланса, размещение этих переходов подтверждается и сравнением соответствующих значений $T_{\text{экс}}^{\text{эсп}}$ и $T_{\text{экс}}^{\text{расч}}$ /см. табл.4 $^{11/}$. На основе переходов 716,45 и 732,33 кэВ введен новый уровень 716,59 кэВ. Сравнение значений $T_{\text{экс}}^{\text{эсп}}$ и $T_{\text{экс}}^{\text{расч}}$ для обоих переходов подтверждает существование данного уровня при бета-распаде. Этот уровень с $I^{\pi} = \pi 1/2^{-}$ является наиболее интенсивно возбужденным в реакциях (α , 3α) и (^8He , 4α) $^{4/}$. На основе переходов 1022,47; 421,06; 380,83; 328,828 и 165,558 кэВ введен новый уровень 1219,794 кэВ. Экспериментальные значения интенсивностей дифференциально-интегральных совпадений переходов 1022; 328 и 165 кэВ находятся в хорошем согласии с рассчитанными значениями. Этот уровень был раньше обнаружен только в ядерных реакциях $^{2,8/}$, в бета-распаде мы его видим впервые. На основе переходов 1172,63 и 428,24 кэВ предположительно введен уровень 1172,66 кэВ, который, по-видимому, отвечает уровню 1173 кэВ, обнаруженному в ядерных реакциях $^{6,7/}$. Этот вывод подтверждается значениями $T_{\text{экс}}^{\text{эсп}}$ и $T_{\text{экс}}^{\text{расч}}$ перехода 1172 кэВ. Однозначно был введен уровень 1641,94 кэВ, так как переход 1641,98 кэВ из-за большой величины энергии распада является прямым переходом на основное состояние.

После введения всех вышперечисленных уровней и размещения между ними гамма-переходов получены окончательные значения $\chi^2_{\text{э}}(\text{E}) = 1,8$ и $\chi^2_{\text{э}}(\text{T}) = 7,3$. Из 75 переходов, которые мы приписали распаду ^{147}Eu , удалось разместить в схему распада 72 перехода. Сумма интенсивностей неразмещенных переходов /212,40; 490,87 и 531,6 кэВ/ равна 0,22(5) в единицах табл.2 $^{11/}$. Полагаем, что при бета-распаде ^{147}Eu не возбуждаются следующие уровни ^{147}Sm : 872,97 $^{10/}$; 1006,67 $^{9,10/}$; 1228,08 $^{10/}$; 1303,73 $^{10/}$; 1588,19 $^{10/}$; 1629,98 $^{9,10/}$ и 1658,39 $^{9,10/}$ кэВ, так как переходы, которыми они должны разряжаться, не наблюдаются или размещаются в другом месте схемы распада /переходы 505; 809; 1106 и 1228 кэВ/. Энергии уровней ^{147}Sm вместе с квантовыми характеристиками уровней указаны в табл.1.

Принимаем, что I^{π} для основного и первых двух возбужденных состояний ^{147}Sm установлены надежно $^{2/}$, т.е. 0 кэВ - $7/2^{-}$; 121,213 кэВ - $5/2^{-}$ и 197,285 кэВ - $3/2^{-}$. Тогда, используя мультипольности переходов /см. табл.2 $^{11/}$, получаем сведения о спинах и четностях более высоко расположенных уровней. Таким образом, независимо и однозначно мы определили I^{π} для уровней 798,730; 1063,386; 1077,046; 1180,249; 1449,105 и 1548,630 кэВ. В дальнейшем мы использовали следующее правило: если $\lg ft \geq 10$,

Таблица 1. Уровни ^{147}Sm

№№	E [кэВ]	I^{π}	ϵ	$\lg ft$	
				эксп.	выч*
-	0,0	7/2-	15,2(8)	8,5	6,99
-	121,213(6)	5/2-	22,6(14)	8,2	6,79
3	197,285(6)	3/2-	24,9(11)	8,1	6,82
4	716,59(5)	11/2-	0,0	12,3	
5	798,730(5)	3/2-	18,7(5)	7,8	7,11
6	809,355(17)	9/2-	0,026(2)	10,7	
7	1043,526(11)	1/2-	0,004(4)	11,2	
8	1054,216(7)	3/2+	5,62(17)	8,0	
9	1063,386(8)	7/2+	0,302(9)	9,3	
10	1077,046(6)	5/2-	9,43(28)	7,8	7,50
11	1106,857(23)	9/2-	0,033(1)	10,2	
12	1172,66(7)	(5/2,7/2-)	0,001(1)	11,9	
13	1180,249(9)	5/2+	0,160(8)	9,4	
14	1219,794(17)	1/2+	0,004(4)	11,0	
15	1317,673(13)	3/2-	0,186(6)	9,0	8,78
16	1317,853(18)	5/2,7/2-	0,132(5)	9,2	
17	1318,072(16)	3/2,5/2-	0,241(9)	8,9	
18	1349,648(21)	3/2+,5/2	0,025(1)	9,8	
19	1449,105(14)	7/2-	0,294(9)	8,4	
20	1453,218(10)	5/2-	1,18(4)	7,8	
21	1471,411(20)	3/2-	0,128(5)	8,7	
22	1471,880(18)	3/2,5/2-	0,048(2)	9,1	
23	1548,630(9)	2/2+	0,631(15)	7,6	
24	1600,93(3)	(5/2+)	0,029(4)	8,5	
25	1641,94(9)		0,003(1)	9,2	

* Значения $\lg ft$ вычислены в настоящей работе по модели МВБФ; для ядра ^{147}Eu использованы параметры: $\epsilon_{\text{в/г}} = 0,8$ МэВ; $\epsilon_{\text{г/г}} = 0,9$ МэВ; $\nu_{\text{в/г}}^2 = 0,8$; $\nu_{\text{г/г}}^2 = 0,6$; $I_0^{(2)} = 0,45$ МэВ; $\Lambda_0 = 0,59$ МэВ; $\Lambda_0 = -0,1$ МэВ; $\chi = 0,16$.

то разность спинов между начальным состоянием ^{147}Eu / $I^{\pi} = 5/2^{1/}$ / и конечным состоянием ^{147}Sm равна $\Delta I \geq 2$. Применение этого правила позволило однозначно установить значения спинов и четности для уровней 809,355; 1043,526; 1219,794 кэВ, а также от

раничить возможные значения спина уровней 1317,853 и 1318,072 кэВ. Для других уровней мы получили набор возможных значений I^π , которые во всех случаях не противоречат данным работы /12/. Принимаем значения I^π для уровней 1054,216; 1317,673; 1453,216; 1471,411 и 1471,875 кэВ. Если неизвестны мультипольности переходов, то можно предположить, что они или E1, или M1, или E2. Это предположение позволило определить возможные спины и четности уровней 1349,648 и 1600,93 кэВ.

Для уровней 716,59 кэВ и 1106,857 кэВ принимаем характеристики I^π , определенные в ядерных реакциях работ /2,4,8/ и /2,3/ соответственно. Если уровень 1172,66 кэВ, который мы предположительно ввели, отвечает соответствующему уровню, обнаруженному в ядерных реакциях /6,7/, то он будет иметь спин и четность $5/2^-, 7/2^-$.

Интенсивности β -распада ^{147}Eu на уровни ^{147}Sm и соответствующие значения $\lg ft$ приведены в табл.1. Интенсивность распада определена на основании того, что сумма всех переходов, идущих на основное состояние ^{147}Sm , равна 100%. Относительную интенсивность прямого бета-перехода мы взяли равной $I_{\beta^+} / I_{K197} = 0,0480(25)^{/13/}$. Теоретическое значение $(\epsilon/\beta^+)_{\text{осн. сост.}} = 82,5(12)$ указано также в работе /13/. Используя эти данные, мы получили, что $I_{\gamma}(197,299) = 24,4(4)\%$ на распад. Баланс интенсивностей для первого и второго возбужденного состояния вычислили, применяя отношения $I_{\beta_1^+} / I_{K197} = 0,026(4)$ и $I_{\beta_2^+} / I_{K197} = 0,0195(30)$. Значения $\lg ft$ получили, используя $Q = 1720,9(25)$ кэВ $^{/11/}$ и $T_{1/2} = 24,6(1)$ дней $^{/14/}$. Заселенность первого и второго возбужденных состояний, полученная нами, вместе с данными об интенсивностях позитронных переходов /13/, позволяет определить отношения $(I_{\beta^+}/(\epsilon + I_{\beta^+}))_1 = 0,0044(7)$ и $(I_{\beta^+}/(\epsilon + I_{\beta^+}))_2 = 0,0030(5)$, которые можно сравнить с соответствующими экспериментальными значениями 0,00541(65) и 0,0029(3), полученными в работе /16/.

Для некоторых уровней ^{147}Sm мы определили период полураспада ($T_{1/2}$), используя абсолютные значения $BE(2)^{/5/}$ и разрядку этих уровней, данную на рис.1. Более ранние значения $BE(2)$, измеренные по кулоновскому возбуждению /16/, не следует принимать, поскольку, как отмечено в работе /8/, они ошибочны. Значения периодов полураспада некоторых уровней ^{147}Sm приведены в табл.2.

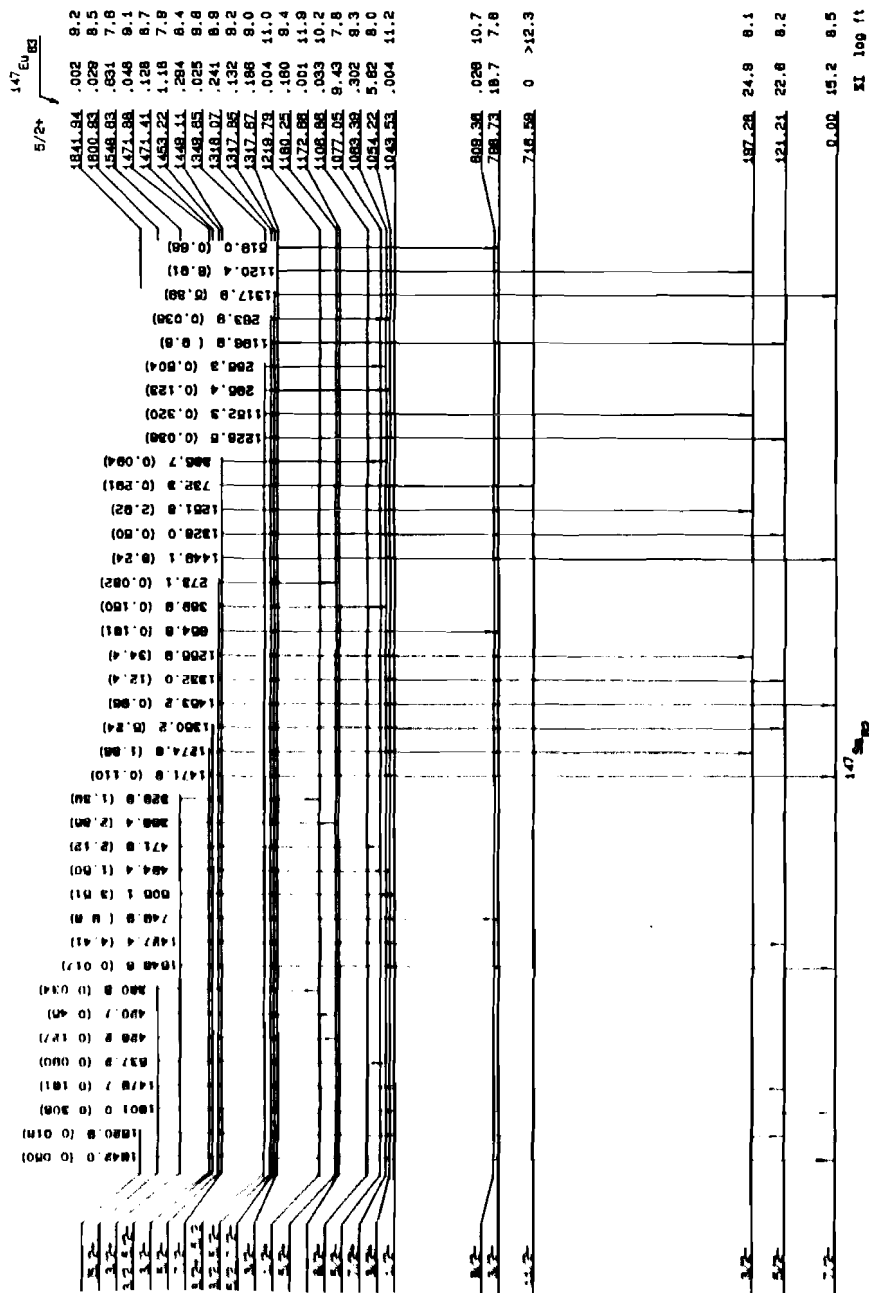


Рис.1а.

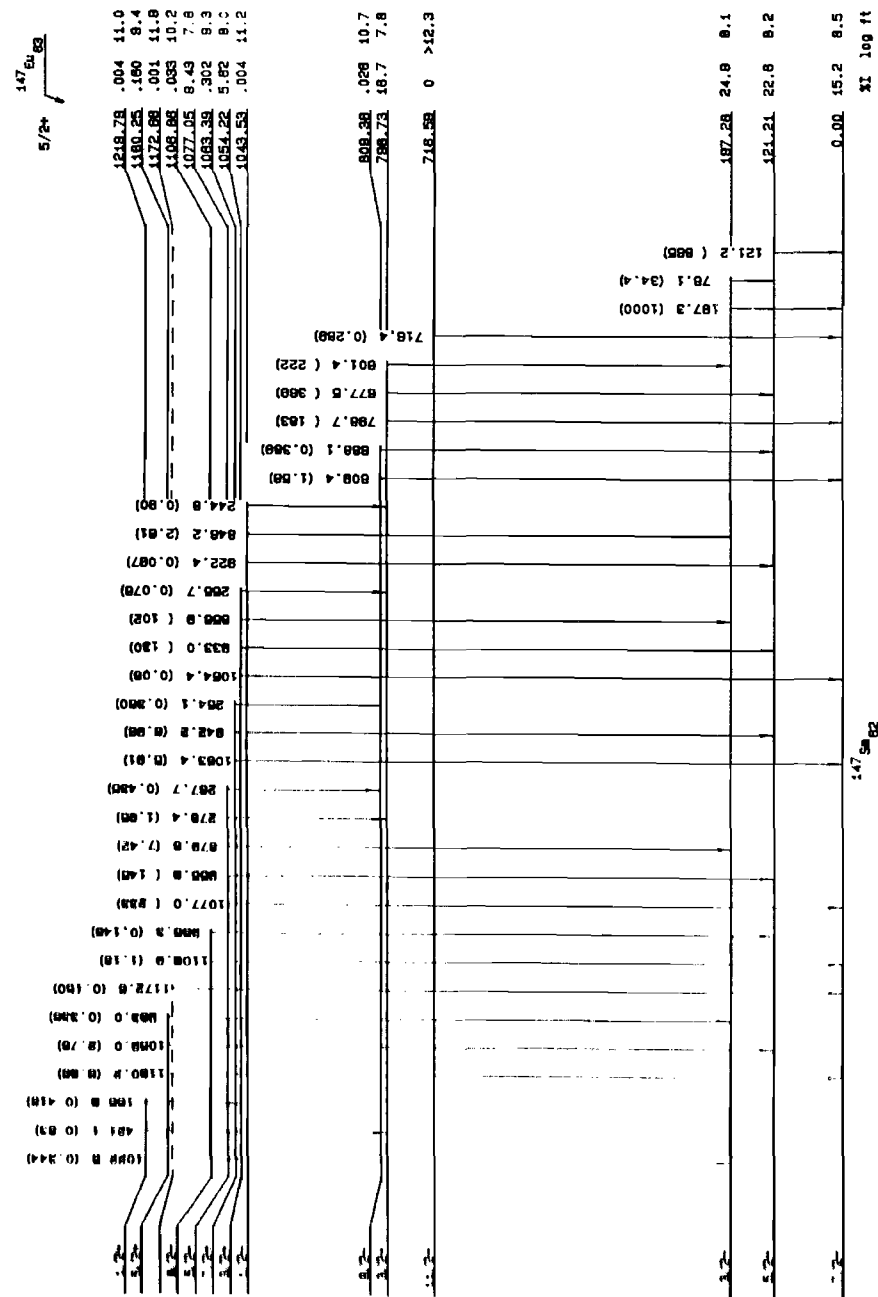


Рис. 16.

Таблица 2.

Энергия уровня [кэВ]	121,2	197,3	716,6	798,7	809,4	1106,9
Период полураспада	620	1320	2,34	1,07	3,50	0,36
$T_{1/2}$ [10^{-12} с]						

На основе абсолютных значений приведенных вероятностей некоторых переходов ^{147}Sm , измеренных в ядерных реакциях $^{3/}$, определены абсолютные вероятности других переходов ^{147}Sm и проведено сравнение их с теоретическими значениями, вычисленными в настоящей работе /см. табл.3/. В табл.4 указаны рассчитанные и экспериментальные $^{1/2}$ значения коэффициентов смеси мультипольностей (E2/M1) для некоторых переходов ^{147}Sm . Расчеты, приведенные в этой работе, выполнены в рамках модели взаимодействующих бозонов и фермионов /МВБФ/.

Таблица 3. Приведенные вероятности переходов ^{147}Sm

E_i [кэВ]	Γ_i	E_f [кэВ]	Γ_f	E [кэВ]	$B(E2)$		$B(M1)$	
					эксп.	$ e^2 b^2 $ выч.	эксп.	$[\mu_0^2]$ выч.
121,2	$5/2_1$	0	$7/2_1$	121,2	0,119	0,119	0,016	0,009
197,3	$3/2_1$	121,2	$5/2_1$	76,1	0,130	0,019	0,001	0,096
		0	$7/2_1$	197,3	0,108	0,124		
716,6	$11/2_1$	0	$7/2_1$	716,6	0,133	0,135		
798,7	$3/2_2$	197,3	$3/2_1$	601,5			0,053	0,031
		121,2	$5/2_1$	677,5	0,036	0,080	0,050	0,002
		0	$7/2_1$	798,7	0,042	0,002		
809,4	$9/2_1$	0	$7/2_1$	809,4	0,007	0,011	0,016	0,002
		121,2	$5/2_1$	688,1	0,034	0,003		
1106,9	$9/2_2$	0	$7/2_1$	1106,9	0,087	0,089		

В области, расположенной около ядер самария, по модели взаимодействующих бозонов /МВБФ/ $^{1/2}$, выполнен ряд расчетов свойств четно-четных изотопов, в то время как для нечетных изотопов Еи существует одно систематическое исследование по МВБФ $^{1/2}$. Нечетные изотопы самария до сих пор с помощью МВБФ не изучались. Расчет, проведенный для ^{146}Sm в работе $^{1/2}$, хотя и ис

Таблица 4. Коэффициенты смеси мультипольности (E2/M1) переходов ^{147}Sm

E_i [кэВ]	I_i	E_f [кэВ]	I_f	E [кэВ]	$\delta_{\text{выч}}$	$\delta_{\text{эксп}}$
121,2	5/2 ₁	0	7/2 ₁	121,2	-0,366	-0,278(20)
197,3	3/2 ₁	121,2	5/2 ₁	76,1	0,028	+0,655(34)
798,7	3/2 ₂	197,3	3/2 ₁	601,5	0,829	0,005(6)
		121,2	5/2 ₁	677,5	3,565	-0,48(2)
809,4	9/2 ₁	0	7/2 ₁	809,4	1,579	0,46
1043,5	1/2 ₁	798,7	3/2 ₂	244,8	-0,026	
		197,3	3/2 ₁	846,2	-6,02	-0,24(6)
1077,0	5/2 ₂	798,7	3/2 ₂	278,4	-0,023	0,086(48)
		197,3	3/2 ₁	879,8	-1,793	-0,23(3)
		121,2	5/2 ₁	955,8	-8,784	-0,124(7)
		0	7/2 ₁	1077,0	-0,153	-0,071(5)
1106,9	9/2 ₂	0	7/2 ₁	1106,9	4,344	
1317,7	3/2 ₃	798,7	3/2 ₂	519,0	0,136	
		197,3	3/2 ₁	1120,4	-0,137	-0,018(17)

пользует МВФ-формализм, должен классифицироваться как выполненный в модели типа частично-вибрационной связи, поскольку в него бозон-бозонные взаимодействия не были включены.

Валентный нейтрон в изотопах самария находится в состояниях главной оболочки с $N = 82-126$ с доминирующим вкладом от $f_{7/2}$, $p_{3/2}$ и $h_{9/2}$ уровней. В протонной оболочке с $Z = 50-82$, как следствие большой энергетической щели между орбитами $d_{5/2}$ и $h_{11/2}$, сильно проявляется подоболочечная замкнутость при $Z = 64$. Этот эффект учитывался в некоторых расчетах по МВФ и раньше [20]. Вычисленные значения магнитных моментов 2^+ уровней для ядер с $N \leq 88$ значительно ближе к экспериментальным, когда число протонных бозонов определялось с учетом $Z = 64$ замкнутости. В таком случае для изотопов самария эффективное число протонных бозонов, равное $n_\pi = 3$. Мы использовали тот же подход. Расчет четно-четного остова ^{146}Sm сделан с $n_\pi = 3$ и $n_\nu = 1$, гамильтониан выбран в виде

$$H_B = \mathcal{P} \{ \epsilon_d (n_{d_\nu} + n_{d_\pi}) + \kappa Q_{\nu}^{(2)} \cdot Q_{\pi}^{(2)} + V_{1\nu} + V_{\pi\pi} \} \mathcal{P} + \epsilon_f n_f \quad (1)$$

где \mathcal{P} — проекционный оператор на F спин симметричные протон-нейтронные состояния, n_f обозначает число f -бозонов;

$$N = n_\pi + n_\nu = n_s + n_d + n_f,$$

$$Q_\rho = (s^+ \tilde{d} + d^+ s)_\rho^{(2)} + \chi_\rho (d^+ \tilde{d})_\rho^{(2)}, \quad \rho = \nu, \pi.$$

$$V_{\rho\rho} = \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} \sqrt{2L+1} C_L^\rho ((d^+ d^+)^{(L)} (\tilde{d} \tilde{d})^{(L)})_\rho^{(0)}.$$

Ввиду того, что нами использовано другое число бозонов, нежели в работах [17,18], мы должны были немного изменить некоторые параметры в гамильтониане. Они равны: $\epsilon_d = 0,9$ МэВ, $\kappa = -0,12$ МэВ, $\chi_\pi = -1,3$; $\chi_\nu = 0,36$; $C_2^\pi = 0,05$ МэВ, $\epsilon_f = 1,38$ МэВ; остальные параметры, которые здесь не указаны, равны нулю. Структура ядра ^{146}Sm с помощью выбранных нами параметров описывается так же хорошо, как в указанных выше работах.

Низколежащие уровни в ^{147}Sm вычислены в предположении, что нечетный нейтрон находится на $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $h_{9/2}$ и $i_{13/2}$ орбитах и что $n_f \leq 1$. Вероятности заселения этих орбит использовались на основе вычислений, сделанных с помощью микроскопической модели [22]: $v_{7/2}^2 = 0,205$; $v_{3/2}^2 = 0,015$; $v_{9/2}^2 = 0,01$ и $v_{13/2}^2 = 0,006$. Бозон-фермионный гамильтониан имеет вид: $H_{BF} = H_B + \sum \epsilon_j \hat{n}_j + V_{BF}$, где \hat{n}_j — оператор числа фермионов, ϵ_j — квази-частичная энергия фермионов. Взаимодействие бозон-фермион записывается в виде:

$$V_{BF} = \sum_j \Lambda_j \hat{n}_j \hat{n}_j + \sum_{JJ'} I_{JJ'}^{(2)} Q_{JJ'}^{(2)} \cdot (c_j^+ \tilde{c}_j)^{(2)} + \sum_{JJ''} \Lambda_{JJ''}^{J''} ((d^+ \tilde{c}_j)^{(J'')} \times (c_j^+ \tilde{d})^{(J'')})_0^{(0)}$$

$$+ \sum_{JJ'} I_{JJ'} \kappa_f (f^+ \tilde{f})^{(2)} \cdot (c_j^+ \tilde{c}_j)^{(2)} + \sum_j \Lambda_{jf} \hat{n}_f \hat{n}_j +$$

$$+ \sum_{JJ''} \Lambda_{JJ''}^{J''} ((c_j^+ \tilde{c}_j)^{(J'')} (\tilde{d} c_j)^{(J'')})_0^{(0)} + \text{н.с.} \quad (2)$$

$$+ \sum_{JJ'} I_{JJ'}^{(3)} (n^+ \tilde{f} + \tilde{f}^+ n)^{(3)} \cdot (c_j^+ \tilde{c}_j)^{(3)}.$$

Вообще взаимодействие V_{BF} содержит очень много параметров. Число свободных параметров можно понизить, используя их микроскопические оценки [23]:

$$I_{JJ'}^{(2)} = \sqrt{5} (u_{JJ'} - v_{JJ'}) Q_{JJ'}^{(2)} I_0^{(2)}, \quad \Lambda_j = \Lambda_0, \quad \Lambda_{jf} = \Lambda_{0f}.$$

$$\Lambda_{jj'}^{j''} = -\sqrt{5} \Lambda_0 (u_j v_{j''} + v_j u_{j''}) Q_{jj''}^{(2)} (u_{j'} v_{j''} + v_{j'} u_{j''}) Q_{j'j''}^{(2)} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\epsilon_{j'} + \epsilon_{j''} - E_D} + \frac{1}{\epsilon_j + \epsilon_{j''} - E_D} \right\},$$

$$\bar{\Lambda}_{jj'}^{j''} = -\sqrt{7} \bar{\Lambda}_{0f} (u_j v_{j''} + v_j u_{j''}) Q_{jj''}^{(2)} \frac{(u_{j'} v_{j''} - u_{j'} v_{j''})}{\epsilon_j + \epsilon_{j''} - E_F} Q_{j'j''}^{(3)},$$

$$\Gamma_{jj'}^{(3)} = \Gamma_0^{(3)} (u_j u_{j'} + v_j v_{j'}) Q_{jj'}^{(3)}, \quad Q_{jj'}^{(k)} = \langle j || Y^{(k)} || j' \rangle,$$

$$Q^{(2)} = (d^+ s + s^+ \bar{d})^{(2)} + \chi (d^+ \bar{d})^{(2)}.$$

Параметр χ выбран равным χ_π . Значения остальных параметров получены путем сравнения экспериментальных и вычисленных энергий уровней. Конечный набор параметров равен: $\epsilon_{7/2} = 0,9$ МэВ, $\epsilon_{3/2} = 1,78$ МэВ, $\epsilon_{9/2} = 1,8$ МэВ, $\epsilon_{13/2} = 2,1$ МэВ, $A_0 = -0,1$ МэВ, $\Lambda_0 = 2,0$ МэВ, $\Gamma_0^{(2)} = 0,33$ МэВ, $\Gamma_0^{(3)} = 0,12$ МэВ, $\chi_f = 1,8$; $A_{0f} = -0,17$ МэВ, $\bar{\Lambda}_{0f} = 0$ МэВ. Энергию коллективной фермионной пары с $L = 2$ мы взяли $E_D = 1,0$ МэВ.

Экспериментальные и вычисленные уровни приведены на рис.2. Получено взаимное соответствие между вычисленными и экспериментальными состояниями с отрицательной четностью вплоть до энергии возбуждения 1,3 МэВ, за исключением состояния $7/2^-$, которое предварительно было идентифицировано как уровень с $1^\pi = (5/2^-, 7/2^-)$ с энергией 1,174 МэВ^{6,7}. Состояние $11/2^-$ с энергией 0,931 МэВ, наблюдавшееся в работах^{4,7}, возникает, очевидно, путем возбуждения типа частица-дырка, и его описание находится вне пространства модели ВБФ. Общий характер схемы возбужденных уровней с отрицательной четностью ^{147}Sm хорошо описан в рамках рассмотренной модели ВБФ, хотя некоторые проблемы остаются нерешенными. Рассчитанные энергии дублетных состояний $5/2_1^-$, $3/2_1^-$ несколько выше, и, наоборот, для уровня $5/2_2^-$ вычисленная энергия слишком низка по сравнению с экспериментальным ее значением.

Сравнительно немного имеется экспериментальных данных о состояниях с положительной четностью в ^{147}Sm . В ядерных реакциях^{6,8} наблюдались уровни $1/2^+$; 1,221 МэВ, $1/2^+$; 1,672 МэВ, $3/2^+$; 1,054 МэВ и $3/2^+$; 1,548 МэВ. Предполагается, что эти уровни соответствуют частично-дырочным возбуждениям и поэтому не могут быть вычислены по модели ВБФ. С другой стороны, уровень 1,350 МэВ - $(3/2^+, 5/2^+)$ в прямых ядерных реакциях не

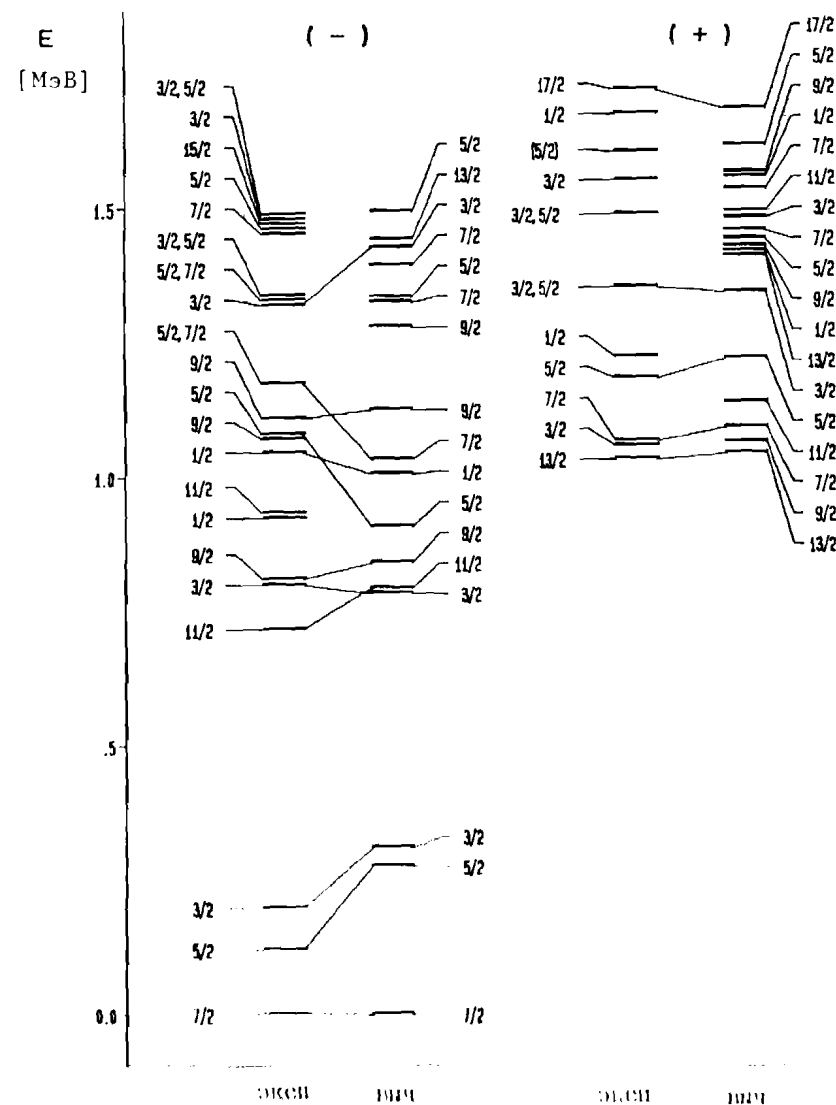


Рис.2.

наблюдается. Он может соответствовать вычисленному нами низшему $3/2^+$ состоянию.

Энергия уровней с более высоким значением спинов: $7/2^+$; $13/2^+$ и $17/2^+$ близка к соответствующим вычисленным значениям.

Экспериментальные и вычисленные нами приведенные вероятности переходов $B(E2)$ и $B(M1)$ даны в табл.3. Оператор $E2$ -перехо-

да мы взяли в виде

$$T(E2) = q_B Q^{(2)}(\chi) + q_F \sum_{jj'} (u_j u_{j'} - v_j v_{j'}) Q_{jj'}^{(2)} (c_j^+ \bar{c}_{j'})^{(2)} \left(-\frac{1}{\sqrt{5}}\right) \cdot 4/$$

Одновременно выбрали следующие значения параметров $q_B = q_F = 0,161$ и $\chi = -0,47$. При этом квадрупольный оператор в гамильтониане МВБ-1 тождествен $Q^{(2)}$ в операторе для E2-перехода, т.е. используется согласованный Q-формализм ^{18/}. Оператор M1-перехода имеет вид

$$T(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[g_d \sqrt{10} (d^+ \bar{d})^{(1)} - \sum_j g_j \sqrt{\frac{1}{3}} j(j+1)(2j+1) (c_j^+ \bar{c}_j)^{(1)} \right] \cdot 5/$$

где бозонный g-фактор равен $g_d = 0,32 \mu_0$. Это значение установлено на основе экспериментальных данных о магнитных моментах четно-четных изотопов Sm ^{18/}. Фермионная часть M1-оператора получена по микроскопической модели с несколько измененными значениями орбитального и спинового g-факторов: $g_f = 0,4 \mu_0$ и $g_s = -2,8 \mu_0$.

Приведенные вероятности E2-переходов, вычисленные в рамках МВБФ, удовлетворительно описывают экспериментальные значения. Особенно хорошее согласие наблюдается для переходов, связанных с основным состоянием ¹⁴⁷Sm. Хуже обстоит дело с M1-переходами, для которых величины B/M1/ весьма чувствительны к примесным компонентам волновой функции начального и конечного состояний. Самое большое разногласие между B/M1/ _{расч} и B/M1/ _{эксп} имеется для перехода $3/2^- \rightarrow 5/2^-$.

По методу расчета, предложенному в работе ^{25/}, нами вычислены значения lgft для однократно запрещенных неуникальных бета-переходов. Волновая функция основного состояния ¹⁴⁷Eu получена путем диагонализации гамильтониана /1/ с несколько измененными значениями параметров по сравнению с работой ^{18/}, так как мы взяли другое число бозонов. Результаты расчетов lgft приведены в табл. I вместе с набором выбранных параметров. Вычисленные значения lgft для некоторых переходов существенно меньше экспериментальных значений. В волновой функции основного состояния ¹⁴⁷Eu и ¹⁴⁷Sm доминирует компонента с $n_d=0$, поэтому скорость бета-распада определяется в основном прямым одночастичным членом. Одночастичные оценки для этого перехода дают значение lgft = 5,9. Учет парных корреляций и обменных эффектов в МВБФ приводит к увеличению lgft на единицу, тогда как экспериментальное значение на 1,5 единицы выше. Нужно отметить, что вычисленное значение lgft зависит также от выбора типа бозонов, который в связи с присутствием подоболочечных эффектов является не вполне однозначным.

Мы предполагали, что протонные и нейтронные бозоны имеют частичный характер. В случае, когда протоны имеют дырочный характер, изменяется знак интерференции между прямым и обменным членами оператора бета-перехода, и тогда значение lgft бета-перехода, идущего на основное состояние, понижается, т.е. согласие с экспериментом ухудшается. Наоборот, для некоторых других переходов lgft повышается. Однако ни один выбор типа бозонов не приводит к удовлетворительному описанию эксперимента. Следующий вопрос, который надо прокомментировать, касается выбора волновой функции четно-четного остова ¹⁴⁶Sm. В расчетах мы использовали одинаковое описание остова при вычислении волновых функций ¹⁴⁷Eu и ¹⁴⁷Sm. Подоболочечный эффект сильно зависит от числа нейтронов, поэтому можно ожидать, что остов несколько изменяется при переходе от ¹⁴⁷Eu к ¹⁴⁷Sm. Изменение остова уменьшает перекрытие волновых функций и, следовательно, повышает значения lgft.

Несовершенство волновых функций проявляется как при вычислении B/M1/, так и при расчетах lgft. Однако, несмотря на указанные выше трудности, связанные с вычислением lgft, приходим к тому же заключению, что и в работе ^{25/}: учет обменных членов оператора бета-перехода необходим, поскольку они вносят в величину lgft вклад такого же порядка, что и прямой член.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адам И. и др. ОИЯИ, Р6-88-563, Дубна, 1988.
2. Harmatz B., Egbank W.B. - Nucl. Data Sheets, 1978, 25, p.113.
3. Paar V. et al. - Nucl. Phys., 1980, A350, p.139.
4. Kownacki J. et al. - Nucl. Phys., 1980, A337, p.464.
5. Reksstad J. et al. - Nucl. Phys., 1980, A348, p.93.
6. Gales S. et al. - Nucl. Phys., 1983, A398, p.19.
7. Авчуков Е.Д. и др. - Изв.АН СССР /сер.физ./, 1983, 47, с.851.
8. Баскова К.А. и др. - Изв.АН СССР /сер.физ./, 1984, 48, с.1903.
9. Адам И. и др. - Болг. физ. ж. 111, 1976, 26.
10. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-11848, Дубна, 1978.
11. Warstra A.H., Audi G. - Nucl. Phys., 1985, A432, p.1.
12. Дерюга В.А. и др. - Изв.АН СССР, /сер.физ./, 1982, 46, с.867.
13. Будяк А.В. и др. - Изв.АН СССР /сер.физ./, 1980, 44, с.79.
14. Hojan J.J. - Radiochimica Acta, 1980, 27, p.73.
15. Schrewe U.J. et al. - Z. Phys., 1984, A317, p.305.

16. Garrett C., Leigh J.R., Dracoulis G.D. - Nucl. Phys., 1976, A262, p.137.
17. Otsuka T., Ginocchio J. - Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.777. Ph.D. Thesis, University of Groningen, The Netherlands 1980.
18. Scholten O., Blasi N. - Nucl.Phys., 1982, A380, p.509.
19. Adam J. et al. - Czech.J.Phys., 1986, B36, p.1143.
20. Gill R.L. et al. - Phys.Lett., 1982, 118B, p.251.
21. Wolf A. - Phys.Lett., 1983, 123B, p.165.
Scholten O. - Phys.Lett., 1983, 127B, p.144.
22. Pittel S., Dukelsky J. - Phys.Lett., 1983, 128B, p.9.
23. Scholten O., Dieperink A.E.L. In Interacting Bose-Fermi Systems in Nuclei ed. by Iachello F. Plenum Press, New York 1981, p.343.
24. Bijker R., Dieperink A.E.L. - Nucl.Phys., 1982, A379, p.221.
Warner D.D., Casten R.F. - Phys.Rev., 1983, C28, p.1798.
25. Navrátil P., Dobeš J. to be published in Phys.Rev.C.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D11-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D11,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Резонансы 86". Дубна, 1986.	4 р. 40 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малоэнергетических и кварк адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-709	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мезонов и ионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
D17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1988 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Пискаревский пр./п/я 70. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований