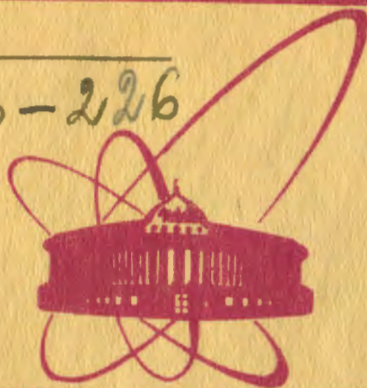


B-226



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

2280 / 2-81

11/5-81

P6-80-877

В.М.Вахтель, Н.А.Головков, Р.Б.Иванов,  
М.А.Михайлова, В.Г.Чумин

СХЕМЫ АЛЬФА-РАСПАДА

210, 208, 206, 204 At и <sup>212</sup>Fr

Направлено на XXXI Совещание по ядерной спектроскопии  
и структуре атомного ядра, Самарканд, 1981.

1980

В настоящей работе рассмотрены схемы  $\alpha$ -распада нечетно-нечетных нуклидов  $^{210,208,206,204}\text{At}$  и  $^{212}\text{Fr}$  на основе результатов анализа экспериментальных данных, полученных нами в работе /1/.

## МЕТОДИКА АНАЛИЗА АЛЬФА-ПЕРЕХОДОВ

Классификация  $\alpha$ -переходов проводилась при помощи предложенного в работах /2,3/ поверхностного спектроскопического фактора  $\alpha$ -частицы  $-W_L/L$  - орбитальный момент относительного движения  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра/. Величина фактора  $W_L$  определяет вероятность нахождения  $\alpha$ -частицы в кластерной области ядра. Отметим, что фактор  $W_L$  является аналогом приведенной ширины  $\alpha$ -распада  $-\gamma_L^2(R_0)^{4/}$ . По величине  $W_L$  все  $\alpha$ -переходы разделены с учетом эффекта спаривания нуклонов на три типа, называемые соответственно облегченными, полуоблегченными и необлегченными /2/. При облегченном переходе  $\alpha$ -частица формируется из спаренных нейтронов и протонов  $/L=0/$ . При полуоблегченном переходе формирование  $\alpha$ -частицы происходит с разрывом одной пары нуклонов в протонной или нейтронной подсистемах; при необлегченном переходе - с разрывом нейтронной и протонной пар нуклонов. Систематика величин  $W_L$  и факторов запрета  $-HF_L$  рассмотрена в работах /2,5-7/. Значения  $W_{L=0}$  и  $HF_{L=0}$  для облегченных, полуоблегченных и необлегченных  $\alpha$ -переходов находятся в пределах соответственно:  $W_{L=0} = 1 \cdot 10^{-4} - 2,5 \cdot 10^{-5}$ ,  $HF_{L=0} \leq 5$ ;  $W_{L=0} = 7 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-5}$ ,  $HF_{L=0} \geq 15$ ;  $W_{L=0} = 5 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-6}$ ,  $HF_{L=0} \geq 200$ . Факторы запрета заторможенных облегченных переходов находятся в интервале 5-15 /2,5-7/.

В настоящей работе значения  $W_L$  рассчитывались при помощи метода, изложенного в /8/, по следующей формуле /2/:

$$W_L = \int_{R_1}^{R_2} |\psi_L(R)|^2 dR. \quad /1/$$

Радиальная волновая функция  $\psi_L(R)$  в /1/, описывающая относительное движение центра инерции  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра в подбарьерной области, является решением одночастичного уравнения Шредингера /2/. При расчетах  $W_L$  значения  $R_1$  и  $R_2$  в /1/, параметры сферического ядерного потенциала Вудса-Саксона и граничные условия в уравнении Шредингера были такими же, как и в работах /5-7, 9/. Значения энергий  $\alpha$ -переходов  $-Q_\alpha$  и парциальных периодов полураспада  $-T_\alpha$  взяты согласно экспериментальным данным из нашей работы /1/.

Значения  $HF_L$  для нечетно-нечетных нуклидов определялись согласно /6,7/ из отношения  $HF_L = W_{L=0} / W_L$ , где  $W_L$  рассчитан для  $\alpha$ -перехода рассматриваемого нуклида с атомным номером  $Z$ , а  $W_{L=0}$  есть полусумма значений  $W_{L=0}$  для облегченных  $\alpha$ -переходов двух соседних четно-четных нуклидов с  $Z-1$ . Теоретические значения  $HF_{L=0}^{(T)}$  взяты из работы /7/, где они получены на основе теоретических  $\alpha$ -ширин, рассчитанных в сверхтекучей модели ядра.

Как можно видеть из рис. 1-4, где приведены предложенные нами схемы  $\alpha$ -распада  $^{210,208,206}\text{At}$  и  $^{212}\text{Fr}$ , энергии уровней ядер висмута и астата, заселяемых  $\alpha$ -переходами, не превышают 0,5 МэВ. Основываясь на совокупности результатов экспериментальных и теоретических исследований спектров уровней нечетно-нечетных ядер  $^{208}\text{Bi}/10/$ ,  $^{206}\text{Bi}/11,12/$ ,  $^{210}\text{At}/13/$  и  $^{208}\text{At}/14/$ , можно сделать вывод, что при  $\alpha$ -распаде  $^{210,208,206,204}\text{At}$  и  $^{212}\text{Fr}$  в дочерних ядрах будут возбуждаться состояния, главные компоненты волновых функций которых представлены тремя нейтрон-протонными мультиплетами:  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]_{2^+ - 7^+}$ ;  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]_{4^+, 5^+}$ ;  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]_{3^+ - 6^+}$ . Появление уровней мультиплетов других конфигураций в рассматриваемых ядрах висмута, астата и франция следует ожидать при энергиях возбуждения более 0,5 МэВ.

Так как при  $\alpha$ -переходах протонное оболочечное состояние  $1h_{9/2}$  в указанных мультиплетях не меняется, то можно ожидать, что все  $\alpha$ -переходы нуклидов астата и франция с изменением нейтронного оболочечного состояния будут полуоблегченными. Альфа-переходы между уровнями одного мультиплета должны быть облегченными, если  $J_i^\pi = J_f^\pi$ , и полуоблегченными, если  $J_i^\pi \neq J_f^\pi$ .

#### СХЕМА АЛЬФА-РАСПАДА $^{210}\text{At}$

Предложенная нами схема  $\alpha$ -распада  $^{210}\text{At}$  /рис. 1/ отличается от ранее известных /15,16/ тремя новыми уровнями  $^{206}\text{Bi}$  с энергиями 69,6кэВ, 287,8кэВ и 356,1кэВ. Уровень 389,3кэВ /15/ исключен из схемы, поскольку соответствующий  $\alpha$ -переход не обнаружен /1/.

Спин основного состояния  $^{206}\text{Bi}$ :  $J^\pi = 6^+$  определен методом атомного пучка /17/, положительная четность и конфигурация  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$  даны по модели оболочек /11,12,17/. В работе /13/ на основе анализа схемы распада изомера  $^{210m}\text{At}$  с  $J^\pi = 15^-$  приписали основному состоянию  $^{210}\text{At}$  значения  $J^\pi = 5^+$  и конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$ . Предположив такие же характеристики для  $^{210}\text{At}$ , авторы /16/ получили хорошее согласие для  $\alpha$ -переходов теоретических значений  $\gamma_{L=0}^2$  с экспериментальными из работы /15/. С этими результатами согласуется полуоблегченный тип перехода  $\alpha_0$  /рис. 1/.

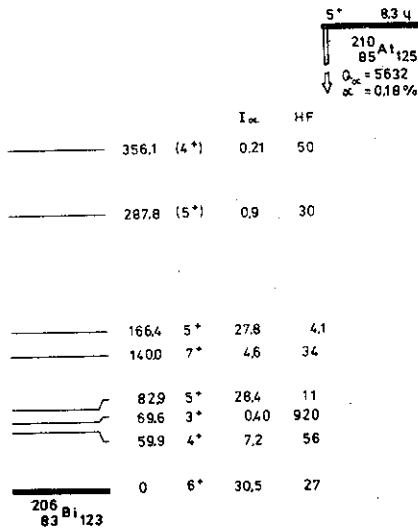


Рис. 1

Переход  $\alpha_{83}$  по величине HF=11 следует считать облегченным. Уровню 82,8 кэВ авторы<sup>/12/</sup> приписали характеристики  $J^\pi = 5^+$  по схеме распада  $^{206}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Bi}$ . В этом случае из облегченности перехода  $\alpha_{83} / L=0/$  следует, что основное состояние  $^{210}\text{At}$  имеет характеристики  $J^\pi = 5^+$  в согласии с работами<sup>/13,16/</sup>. Хотя значение  $J^\pi = 5^+$  и конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$  для  $^{210}\text{At}$  нельзя считать строго доказанными, необходимо отметить, что соседние изотоны  $^{208}\text{Bi}$  и  $^{212}\text{Fr}$  тоже имеют характеристики  $J^\pi = 5^+$ <sup>/10,19/</sup>. Кроме того, расчеты показали<sup>/10/</sup>, что главным компонентом основного состояния  $^{208}\text{Bi}$  также является конфигурация  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$ .

Уровень 166,4 кэВ /рис. 1/, очевидно, возбуждается и в реакции  $^{204}\text{Pb}(\alpha, d)^{206}\text{Bi}/^{207}$ , где его энергию определили равной  $/164+1/$  кэВ. Этот уровень разряжается  $\alpha$ -переходом в основное состояние  $^{206}\text{Bi}$ , согласно работе<sup>/16/</sup>, где наблюдали совпадения между  $\alpha$ -частицами перехода  $\alpha_{166}$  и  $\gamma$ -квантами с энергией  $/167+2/$  кэВ. Альфа-переход на этот уровень по величине HF=4,1 является облегченным. Поэтому состоянию 166,4 следует приписать квантовые характеристики  $J^\pi = 5^+$ . Такие же характеристики для этого уровня предложили в работах<sup>/15,16/</sup>.

Существование двух облегченных  $\alpha$ -переходов у  $^{210}\text{At}$ , из которых один -  $\alpha_{83}$  - заметно заторможен, можно объяснить, следуя работам<sup>/16,21/</sup>, распределением между уровнями 82,9 кэВ -  $5^+$  и 166,4 кэВ -  $5^+$  двухчастичного состояния  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$ .

В пределах точности определения энергий уровней ядра  $^{206}\text{Bi}$  -  $/0,5-3/$  кэВ из  $\Delta Q_\alpha$  можно считать, что  $\alpha$ -переходы  $\alpha_{60}, \alpha_{70}, \alpha_{83}$  и  $\alpha_{356}$  идут на уровни  $^{206}\text{Bi}$ : 59,9 кэВ -  $4^+$ ; 70,8 кэВ -  $3^+$ ; 82,8 кэВ -  $5^+$  и 352,7 кэВ -  $/4,3^+$ , известные из схемы распада  $^{206}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Bi}/^{12/}$ , а переход  $\alpha_{140}$  заселяет уровень 140,4 кэВ -  $7^+$ , который возбуждается при распаде изомера  $^{206m}\text{Bi}$  с  $J^\pi = 10^- /^{18/}$ . Такой же вывод относительно уровней 82,8 кэВ и 140,4 кэВ сделан в работе<sup>/16/</sup>, где наблюдали  $\alpha$ - $\gamma$ -совпадения между  $\alpha$ -частицами переходов  $\alpha_{83}$  и  $\alpha_{140}$  и  $\gamma$ -квантами с энергиями 83 и 140 кэВ соответственно.

Таблица 1

Нуклид	T I/2	Доля $\alpha$ -распада %	E $_{\alpha}$ кэВ	Интенсивность $\alpha$ - группы на 100 $\alpha$ - распадов	Энергия уровня доч. ядра кэВ	Орб. мо- мент L	-lg W <sub>L</sub>	HF <sub>L</sub>
1	2	3	4	5	6	7	8	9
<sup>210</sup> At	8,3ч /40/	0,18 (2)	5524,3	30,5(9)	0,0	0	5,14(5)	27(3)
			5465,5	7,2(3)	59,9	0	4,92(5)	16(2)
			5456	0,40(6)	69,6	0	5,24(5)	33(4)
			5443,0	28,4(15)	82,9	0	6,68(8)	920(I70)
			5387	4,6(3)	140,0	0	6,45(8)	540(I00)
			5361,1	27,8(20)	166,4	0	4,75(5)	II(I)
			5242	0,9(I)	287,8	0	5,25(6)	34(4)
						0	5,02(6)	20(3)
						0	4,33(6)	4,1(6)
			0	5,19(7)	30(5)			
					2	4,96(7)	18(3)	

Таблица 1 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7	8	9
			5175	0,21(6)	356,1	0	5,42(13)	50(15)
						2	5,19(13)	30(9)
$^{212}\text{Fr}$	20,6(3)м	44(5)	6405	22(1)	0,0	0	4,66(6)	17(2)
						2	4,44(6)	10(1)
			6383	24(1)	23,5	0	4,53(5)	13(2)
			6342	3,0(2)	64,2	0	5,26(6)	70(10)
						2	5,04(6)	41(6)
			6335	10(1)	71,3	0	4,70(6)	19(3)
						2	4,48(6)	12(2)
			6262	37(5)	147,7	0	3,83(7)	2,5(4)
			6183	1,3(1)	226,3	0	4,94(6)	33(5)
						2	4,72(6)	20(3)
			6173	1,1(1)	236,5	0	4,96(7)	35(6)
						2	4,74(7)	21(3)
			6127	1,2(1)	283	0	4,72(7)	20(3)
			6076	0,41(5)	335	0	4,97(7)	36(6)

Таблица 1 /продолжение/

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
				5983	0,07(3)	430	0	5,30(16)	76(28)
$^{208}\text{At}$	$1,63(3)_q^{/26/}$	$0,55(5)^{/26/}$		5641	96,9(3)	0,0	0	4,00(11)	3,0(8)
				5626	2,1(3)	15,3	0	5,59(13)	120(35)
				5586	0,9(1)	56,1	0	5,77(12)	180(50)
							2	5,54(12)	106(30)
$^{206}\text{At}$	$31,0(15)_m^{/30/}$	$0,70(10)$		5774	0,9(3)	0,0	0	6,06(16)	475(180)
							2	5,83(16)	280(110)
				5767	2,3(4)	7,1	0	5,62(10)	170(40)
							2	5,39(10)	100(24)
				5734	1,1(3)	40,8	0	5,74(13)	230(70)
							2	5,52(13)	135(40)
				5703	95,7(5)	72,4	0	3,68(6)	2,0(3)
$^{204}\text{At}$	$9,3(2)_m^{/30/}$	$3,0(10)$		5953	100		0	3,59(14)	2,2(8)

В скобках указаны погрешности в последних знаках.

Из отношения факторов запрета  $HF_{L=0}(\alpha_{83})/HF_{L=0}(\alpha_{166})=2,7$  следует, что эта конфигурация имеет амплитуды 0,52 и 0,85 в волновых функциях уровней 82,9 кэВ и 166,4 кэВ соответственно, что согласуется с результатами <sup>/16,21/</sup>. Фактор запрета для облегченного  $\alpha$ -перехода  $^{210}\text{At}$  в чистоте состоянии  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$  равен  $[1/HF_{L=0}(\alpha_{83})+1/HF_{L=0}(\alpha_{166})]^{-1}=3,0 \pm 0,3$ .

Как видно из табл. 1 и рис. 1, значения  $HF$  для переходов  $\alpha_{0}, \alpha_{60}, \alpha_{70}, \alpha_{140}$ , находятся в пределах от 27 до 920, что, согласно классификации  $\alpha$ -переходов в шкале  $W_L$  и сделанным выше предположениям, позволяет считать их полублегченными. Этот вывод согласуется с предположенной в работах <sup>/12, 16, 18/</sup> интерпретацией основного и возбужденного состояний  $^{206}\text{Bi}$ : 59,9кэВ; 70,8 кэВ и 140,4 кэВ как членов мультиплета -  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ .

Полублегченный переход  $\alpha_{356}$  с  $HF_{L=2}=30$ , очевидно, заселяет уровень 352,7 кэВ с  $J^\pi = 4^+, 3^+$ , известный из схемы распада  $^{206}\text{Po}$  <sup>/12/</sup>. Этот уровень авторы <sup>/12/</sup> интерпретировали как состояние мультиплета  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]$ , основываясь на предположении о подобии спектров уровней в нуклидах  $^{208}\text{Bi}$  и  $^{206}\text{Bi}$ . Отметим, что согласно расчетам Вальборна <sup>/11/</sup>, энергии уровней  $^{206}\text{Bi}$  с  $J^\pi$ :  $5^+, 4^+, 6^+, 3^+$  мультиплета  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]$  составляют: 0,29; 0,36; 0,52; и 0,67 МэВ соответственно.

Авторы <sup>/21/</sup> рассчитали значения  $\gamma_{L=2}^2(R_0)$  для  $\alpha$ -переходов на два уровня  $^{206}\text{Bi}$  с  $J^\pi = 4^+$  и конфигурациями  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$  и  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]$  соответственно. Отношение факторов запрета для  $\alpha$ -переходов на эти уровни  $4^+$ , полученное на основе значений  $\gamma_{L=2}^2(R_0)$  из работы <sup>/21/</sup>, следует ожидать равным 35/30. Эта величина хорошо согласуется с отношением полученных нами экспериментальных значений  $HF_{L=2}$  для переходов  $\alpha_{60}$  и  $\alpha_{356}$  /см. табл. 1/:  $HF_{L=2}(\alpha_{60})/HF_{L=2}(\alpha_{356})=33/30$ . Поэтому, основываясь на результатах работ <sup>/12,21/</sup> и полученном отношении значений  $HF_{L=2}$  состоянию 356,1 кэВ можно приписать характеристики  $J^\pi = 4^+$  и конфигурацию -  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]$ .

Уровню 287,8 кэВ, заселяемому полублегченным  $\alpha$ -переходом, мы приписали характеристики  $J^\pi = 5^+$  на основании следующих данных. По энергии возбуждения этот уровень можно отнести к состоянию мультиплета  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]$ . Исходя из предположения о подобии в расщеплении этого мультиплета в  $^{206}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Bi}$  и расчетов Вальборна <sup>/11/</sup>, следует ожидать в  $^{206}\text{Bi}$  последовательность уровней этого мультиплета /в порядке возрастания энергии/:  $5^+, 4^+, 3^+, 6^+$ . Если учесть, что энергия мультиплета в  $^{206}\text{Bi}$  с  $J^\pi = 3^+$  составляет 523,2 кэВ <sup>/12/</sup> с  $J^\pi = 4^+$  - 356,1 кэВ, то уровню 287,8 кэВ можно приписать характеристики  $J^\pi = 5^+$ . Согласно Вальборну <sup>/11/</sup>, энергия этого уровня должна быть 0,29 МэВ. Из отношения факторов запрета  $HF_{L=0}(\alpha_{83})$ :



:  $\text{HF}_{L=0}(\alpha_{166}) : \text{HF}_{L=0}(\alpha_{288}) = 11:4,1:30$  и условия нормировки волновых функций следует, что амплитуда возможной примеси компонента  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$  в состоянии 287,8 кэВ не превышает 0,3.

### СХЕМА АЛЬФА-РАСПАДА $^{212}\text{Fr}$

Предложенная нами схема  $\alpha$ -распада  $^{212}\text{Fr}$  /рис. 2/ включает 9 уровней  $^{208}\text{At}$ , из которых три с энергиями: 71 кэВ, 226 кэВ и 236 кэВ обнаружены впервые.

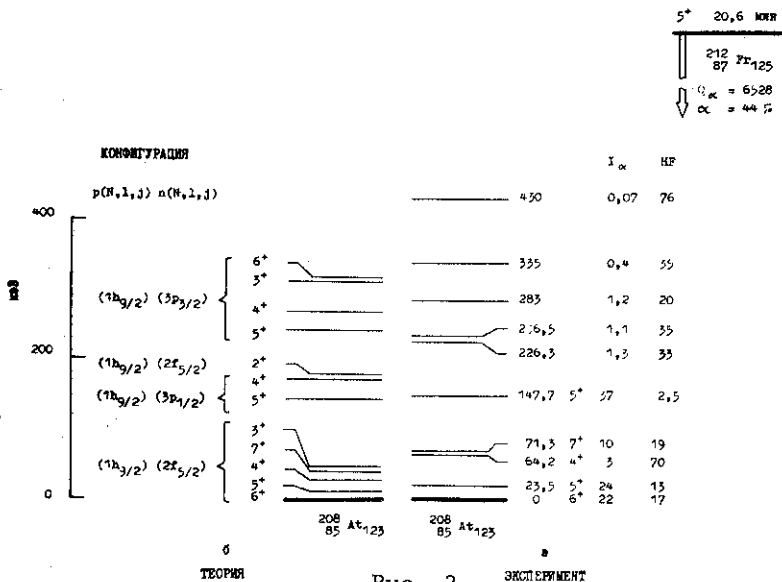


Рис. 2

Основное состояние  $^{212}\text{Fr}$  имеет характеристики  $J^\pi = 5^+$ , согласно работе /19/. Нуклид  $^{208}\text{At}$  имеет характеристики  $J^\pi = 6^+$  и конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ , согласно нашему варианту схемы  $\alpha$ -распада  $^{208}\text{At}$  /см. ниже/. С этими данными согласуется полуоблегченный характер перехода  $\alpha_0$  с  $\text{HF} = 17$  /рис. 2/.

Переход  $\alpha_{148}$  с  $\text{HF} = 2,5$  является облегченным. Поэтому уровню 147,7 кэВ приписаны характеристики  $J^\pi = 5^+$ . Этот уровень разряжается  $(M1+E2)$   $\gamma$ -переходом 147,7 кэВ на основное состояние  $^{208}\text{At}$  /22/. Согласно расчетам Артамонова и Исакова /14/, результаты которых приведены на рис. 26, состояния с  $J^\pi = 5^+$  в  $^{208}\text{At}$  имеют энергии: 15 кэВ для конфигурации  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ , 150 кэВ - для  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$  и 240 кэВ для  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]$ .

Основываясь на этом результате, разумно предположить, что уровню 147,7 кэВ -  $5^+$  соответствует конфигурация  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$ . В этом случае из облегченности перехода  $\alpha_{148}$  следует, что главным компонентом основного состояния  $^{212}\text{Fr}$  является конфигурация  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$ , как и в соседних изотонах  $^{208}\text{Bi}$  и  $^{210}\text{At}$ .

Уровень 23,5 кэВ заселяется заторможенным облегченным  $\alpha$ -переходом с  $\text{HF}=13$  и, следовательно, должен иметь характеристики  $J^\pi=5^+$ . Этот вывод согласуется с результатами работ <sup>/22,23/</sup>, где изучали мультипольности  $\gamma$ -переходов при распаде  $^{212}\text{Fr}$  и схему распада  $^{208}\text{Rn} \rightarrow ^{208}\text{At}$  и показали, что уровень 23,5 кэВ связан с уровнем 147,7 кэВ и основным состоянием  $^{208}\text{At}$   $\gamma$ -переходами типа M1. Из сопоставления с теоретическим спектром  $^{208}\text{At}$  <sup>/14/</sup> /рис. 2/ следует, что главным компонентом уровня 23,5 кэВ -  $5^+$  является конфигурация  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ .

Облегченный, хотя и заторможенный характер перехода  $\alpha_{23}$  можно объяснить распределением силы облегченного  $\alpha$ -перехода  $^{212}\text{Fr}$  по уровням  $^{208}\text{At}$  147,7 кэВ и 23,5 кэВ вследствие смешивания конфигураций  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$  и  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ . На смешивание этих конфигураций указывают и  $\ell$ -запрещенные  $\gamma$ -переходы типа M1 с уровня 147,7 кэВ в основное состояние  $^{208}\text{At}$  и на уровень 23,5 кэВ, обнаруженные в <sup>/22/</sup>. Учитывая, что сила облегченного  $\alpha$ -перехода  $^{212}\text{Fr}$  распределена только между переходами  $\alpha_{23}, \alpha_{148}$ , можно из отношения  $\text{HF}_{L=0}(\alpha_{23})/\text{HF}_{L=0}(\alpha_{148}) = 5,2$  сделать вывод, что состояние  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$  имеет амплитуды 0,40 и 0,92 в волновых функциях уровней 23,5 кэВ и 147,7 кэВ соответственно. Эффективное значение  $\text{HF}$  для облегченного  $\alpha$ -перехода  $^{212}\text{Fr}$  в чистое состояние  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{1/2})^1]$  составляет  $2,1 \pm 0,2$ .

Полуоблегченные переходы  $\alpha_{64}$  и  $\alpha_{71}$  с  $\text{HF}=70$  и  $\text{HF}=19$  можно сопоставить с полуоблегченными переходами  $\alpha_{60}$  и  $\alpha_{140}$   $^{210}\text{At}$  с  $\text{HF}=56$  и  $\text{HF}=34$  на уровни 59,9 кэВ -  $4^+$  и 140 кэВ -  $7^+$  соответственно в  $^{206}\text{Bi}$  /рис. 1/ - члены мультиплета  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ . Положение состояний этого мультиплета в рассчитанном спектре  $^{208}\text{At}$  <sup>/14/</sup> /рис. 26/ согласуется с предположением, что уровни 64 и 71 кэВ имеют характеристики  $4^+$  и  $7^+$  соответственно. Уровень 64 кэВ связан  $\gamma$ -переходами типа M1 с уровнями 23,5 кэВ -  $5^+$  и 147,7 кэВ -  $5^+$   $^{208}\text{At}$ , согласно работам <sup>/22,23/</sup>. Уровень 71 кэВ разряжается в основное состояние  $^{208}\text{At}$ ,  $\gamma$ -переходом типа M1 <sup>/22/</sup> и не возбуждается при распаде  $^{208}\text{Rn}$ , как и уровень 140 кэВ -  $7^+$  в  $^{206}\text{Bi}$  при распаде  $^{206}\text{Po}$  <sup>/12/</sup>. На основании совокупности всех этих данных уровням 64 и 71 кэВ даны характеристики  $4^+$  и  $7^+$  соответственно и конфигурация  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ .

Что касается уровней  $^{208}\text{At}$  с энергиями 226; 236; 283; 335 и 430 кэВ, на которые идут полуоблегченные  $\alpha$ -переходы  $^{212}\text{Fr}$ , то для них пока трудно сделать выводы о значениях  $J^\pi$ . Если

учесть, что в соседнем с  $^{208}\text{At}$  изотоне  $^{207}\text{Po}$  энергии одно-квазичастичных состояний  $1/2^+$  и  $3/2^+$  составляют 68,7 кэВ и 236,6 кэВ<sup>/24/</sup> и провести сопоставление с рассчитанным спектром  $^{208}\text{At}$  /рис. 2/, то можно высказать предположение, что большинство из этих уровней представляют состояния мультиплета  $[\text{p}(1\text{h}_{9/2})^1\text{n}(3\text{p}_{3/2})^1]$ .

Из сравнения схем  $\alpha$ -распада  $^{210}\text{At}$  и  $^{212}\text{Fr}$  /рис. 1,2/ можно видеть, что факторы запрета и спектры уровней изотонов  $^{206}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{At}$  имеют сходный характер. Это указывает на общий для нечетно-нечетных ядер механизм формирования спектра низколежащих уровней, отмеченный ранее в <sup>/14/</sup>.

### СХЕМА АЛЬФА-РАСПАДА $^{208}\text{At}$

Схема  $\alpha$ -распада  $^{208}\text{At}$ , показанная на рис. 3, согласуется с предложенной ранее <sup>/25/</sup>. Для расчета значений  $W_L$   $^{208}\text{At}$  взяты значения  $T_{1/2} = 1,63 \pm 0,03$  ч и  $\alpha = 0,55 \pm 0,05\%$ , рекомендованные в <sup>/26/</sup>.

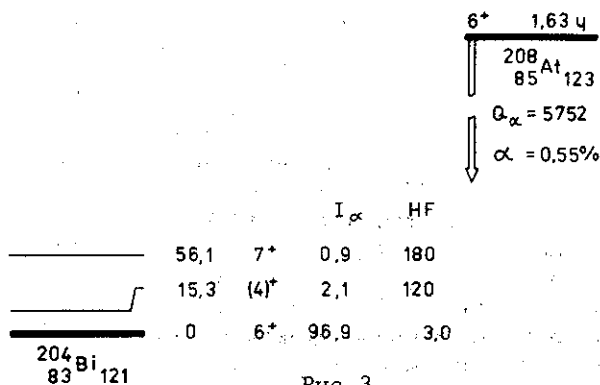


Рис. 3

Спин основного состояния  $^{204}\text{Bi}$  —  $J^\pi = 6^+$  определен методом атомного пучка <sup>/17/</sup>, четность дана положительная, согласно модели оболочек. В работе <sup>/27/</sup> предположили, что  $^{208}\text{At}$  имеет характеристики  $J^\pi = 6^+$  или  $7^+$  и конфигурацию  $[\text{p}(1\text{h}_{9/2})^1\text{n}(2\text{f}_{5/2})^1]$  на основании анализа схемы распада  $^{208}\text{At} \rightarrow ^{208}\text{Po}$ .

Переход  $\alpha_0$   $^{208}\text{At}$  по величине  $\text{HF} = 3,0$  является облегченным. Поэтому  $^{208}\text{At}$  следует приписать характеристики  $J^\pi = 6^+$ . Экспериментальное значение  $\text{HF}$  совпадает с теоретическим  $\text{HF}^{(T)} = 2,9$  <sup>/7/</sup>. Отсюда следует, что главный компонент волновых функций основных состояний  $^{208}\text{At}$  и  $^{204}\text{Bi}$  совпадает, и амплитуда

его близка к единице. Расчеты спектра уровней  $^{208}\text{At}$  в статье /14/ показали, что  $^{208g}\text{At}$  должен иметь характеристики  $J^\pi = 6^+$  и главный компонент волновой функции -  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ . Учитывая этот результат и выводы работы /27/, можно утверждать, что  $^{204g}\text{Bi}$  имеет такую же конфигурацию.

Уровень  $^{204}\text{Bi}$  с энергией 15 кэВ /рис. 3/ заселяет полюб-легченный  $\alpha$ -переход. Этому уровню при изучении схемы распада  $^{204}\text{Po} \rightarrow ^{204}\text{Bi}$  в /28/ приписали характеристики  $J^\pi = 4^+$  или  $5^+$ , и значение  $4^+$  принято более вероятным. Из сравнения схем уровней  $^{206}\text{Bi}$  и  $^{204}\text{Bi}$  /рис. 1,3/ можно предположить, что уровень 15 кэВ в  $^{204}\text{Bi}$  является аналогом состояния 59,9 кэВ -  $4^+$  в  $^{206}\text{Bi}$  с конфигурацией  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ .

Уровень  $^{204}\text{Bi}$  с энергией 56 кэВ, заселяемый полюблегченным переходом с  $\text{HF}=180$ , возбуждается и при распаде изомера  $^{204m}\text{Bi}$  с  $J^\pi = 10^-$ , согласно работе /18/, где этому уровню приписали характеристики  $J^\pi = 7^+$  и конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ . Уровень 56 кэВ  $^{204}\text{Bi}$ , очевидно, является аналогом состояния 140 кэВ с  $J^\pi = 7^+$  в  $^{206}\text{Bi}$  /18,29/.

#### СХЕМА АЛЬФА-РАСПАДА $^{206}\text{At}$

Схема  $\alpha$ -распада  $^{206}\text{At}$  /рис. 4/ включает три возбужденных состояния  $^{202}\text{Bi}$  с энергиями 72 кэВ, 41 кэВ и 7 кэВ. Ранее авторы /30/ методом  $\alpha$ - $\gamma$ -совпадений обнаружили только один  $\alpha$ -переход  $^{206}\text{At}$  на уровень ~68 кэВ в  $^{202}\text{Bi}$ .

В работе /31/, где изучали схему распада  $^{206}\text{At} \rightarrow ^{206}\text{Po}$ , приписали основному состоянию  $^{206}\text{At}$  характеристики  $J^\pi = 5^+$ . Так как спин соседнего изотона  $^{205}\text{Po}$  равен  $5/2$  /32/, то, согласно модели оболочек и по аналогии с  $^{208}\text{At}$  и  $^{204}\text{Bi}$ , можно предположить, что в основном состоянии  $^{206}\text{At}$  имеет конфигурацию

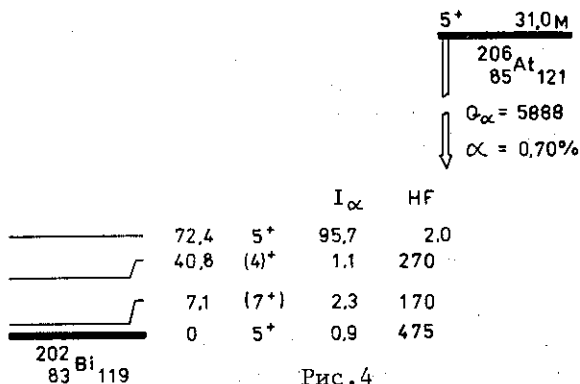


Рис. 4

$[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ . При  $\alpha$ -распаде  $^{206}\text{At}$  наблюдается только один облегченный переход  $\alpha_{72}$ , фактор запрета которого  $\text{HF} = 2+0,3$ , хорошо согласуется с теоретическим значением  $\text{HF}(T) = 1,9/7$ . Поэтому если согласно работе <sup>/31/</sup> принять для  $^{206}\text{gAt}$  характеристики  $J^\pi = 5^+$ , то уровню 72 кэВ в  $^{202}\text{Bi}$  следует приписать характеристики  $J^\pi = 5^+$  и конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ .

Спин основного состояния  $^{202}\text{Bi}$  измерен  $J^\pi = 5^+ /33/$ . Переход  $\alpha_0$   $^{206}\text{At}$  является полублегченным с  $\text{HF} = 470$ . Это свидетельствует о том, что волновые функции основных состояний  $^{206}\text{At}$  и  $^{202}\text{Bi}$  имеют различные главные компоненты, хотя спины их совпадают -  $5^+$ . Согласно модели оболочек, в работе <sup>/33/</sup> приняли, что основное состояние  $^{202}\text{Bi}$  имеет конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ . Однако полублегченность перехода  $\alpha_0$   $^{206}\text{At}$  заставляет предположить, что  $^{202}\text{gBi}$  наиболее вероятно имеет конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(3p_{3/2})^1]$ . Это предположение основано на том, что соседний с  $^{202}\text{Bi}$  изотон  $^{201}\text{Pb}$  имеет спин  $5/2$ , что соответствует нейтронному оболочечному состоянию  $2f_{5/2}$ , а первое возбужденное состояние  $^{201}\text{Pb}$  с энергией 88,5 кэВ и  $J=3/2$  можно интерпретировать как нейтронно-дырочное возбуждение  $[3p_{3/2}] /34/$ . Следует отметить, что в  $^{202}\text{Bi}$ , в отличие от  $^{206}\text{Bi}$ , судя по значениям  $\text{HF}$  для переходов  $\alpha_0$  и  $\alpha_{72}$  /рис. 4/, нет заметного расщепления амплитуды конфигурации  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$  по уровням с  $J^\pi = 5^+$ .

Уровень 7 кэВ в  $^{202}\text{Bi}$  заселяется полублегченным  $\alpha$ -переходом с  $\text{HF} = 170$ . Если учесть, что энергия уровня с  $J^\pi = 7^+$  в  $^{208}\text{Bi}$ ,  $^{206}\text{Bi}$ ,  $^{204}\text{Bi}$  составляет: 651 кэВ <sup>/26/</sup>, 140 кэВ и 56 кэВ соответственно, а основное состояние  $^{200}\text{Bi}$  имеет характеристики  $J^\pi = 7^+ /33/$ , то, основываясь на этой систематике, уровню 7 кэВ в  $^{202}\text{Bi}$  можно приписать значения  $J^\pi = 7^+$  и конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]$ .

Полублегченный переход  $\alpha_{41}$  с  $\text{HF} = 230$ , очевидно, заселяет уровень 41,2 кэВ, который разряжается в основное состояние  $^{202}\text{Bi}$  у-переходом типа M1 согласно схеме распада  $^{202}\text{Po} \rightarrow ^{202}\text{Bi} /35/$ . Возможные значения  $J^\pi$  для этого уровня есть  $4^+$ ,  $5^+$  и  $6^+$ . Так как при электронном захвате  $^{206},^{204}\text{Po}$  в дочерних ядрах висмута слабо возбуждаются уровни с  $J > 5$  <sup>/12,18,28/</sup>, то наиболее вероятно, что уровень 41,2 кэВ имеет характеристики  $J^\pi = 4^+$ .

#### СХЕМА АЛЬФА-РАСПАДА $^{204}\text{At}$

Единственный известный  $\alpha$ -переход  $^{204}\text{At}$  с  $E_\alpha = 5953$  кэВ и  $\text{HF} = 2,2+0,8$  является облегченным. Теоретическое значение  $\text{HF}(T) = 1,4$  для  $^{204}\text{At}$  <sup>/7/</sup> лучше согласуется с  $\text{HF} = 1,5$ , полученным

при  $\alpha(^{204}\text{At}) = 4,5\%$  из работ <sup>/36,37/</sup>. Заметим, однако, что фактор запрета для облегченного  $\alpha$ -перехода соседнего изотона  $^{206}\text{Fr}$ , рассчитанный на основе экспериментальных данных из <sup>/37/</sup>, равен  $\text{HF} = 1,9 + 0,1$ , а соответствующее теоретическое значение  $\text{HF}^{(T)} = 1,2^{/7/}$ . Согласно систематике значений  $W_L$  и  $\text{HF}_L$  для облегченных  $\alpha$ -переходов <sup>/2,5,6/</sup>, величины  $\text{HF}_{L=0}$  с ростом  $Z$  в изотонах не увеличиваются. Поэтому представляется разумным полученное нами значение <sup>/1/</sup> доли  $\alpha$ -распада 3% для  $^{204}\text{At}$ .

Спин  $^{200}\text{Bi}$  определен методом атомного пучка, равным  $7^+$ , а положительная четность дана по модели оболочек <sup>/33/</sup>. Чтобы объяснить спин 7, предположили <sup>/33/</sup>, что основное состояние  $^{200}\text{Bi}$  имеет конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^4 n(2f_{5/2})^1]^1$ . Измерений спина  $^{204}\text{At}$  не проводилось. В работах <sup>/38,39/</sup> из анализа схемы распада  $^{204}\text{At} \rightarrow ^{204}\text{Po}$  и модели оболочек приписали  $^{204}\text{At}$  характеристики  $J^\pi = 5^+$  или  $6^+$ .

Если облегченный  $\alpha$ -переход  $^{204}\text{At}$  заселяет основное состояние  $^{200}\text{Bi}$ , то, очевидно,  $^{204}\text{g At}$  имеет характеристики  $J^\pi = 7^+$  и конфигурацию  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]^1$ . Однако если учесть расхождение значений  $\text{HF}^{(\text{эксп.})}$  и  $\text{HF}^{(T)}$ , то оно указывает на распределение силы облегченного  $\alpha$ -перехода  $^{204}\text{At}$  с эффективным фактором запрета  $\text{HF} = 1,4$  по нескольким состояниям  $^{200}\text{Bi}$ . Поскольку в состоянии с  $J^\pi = 7^+$  примесь конфигураций других рассматриваемых мультиплетов, кроме  $[p(1h_{9/2})^1 n(2f_{5/2})^1]^1$ , исключается, то можно предположить, что наблюдаемый  $\alpha$ -переход  $^{204}\text{At}$  заселяет возбужденное состояние с  $J < 7$  и спин  $^{204}\text{At}$  меньше 7. К тому же выводу пришли в обзоре <sup>/39/</sup>, где на основе систематики уровней с  $J^\pi = 5^+$  в нечетно-нечетных изотопах висмута и астата предположили, что спин  $^{204}\text{At}$  равен  $5^+$ , и облегченный  $\alpha$ -распад заселяет возбужденное состояние  $5^+$  с энергией  $\sim 100$  кэВ в  $^{200}\text{Bi}$ . Фактор запрета для возможного второго облегченного  $\alpha$ -перехода  $^{204}\text{At}$  составляет  $\text{HF} = 3 \div 5$ , если принять, что эффективная величина  $\text{HF}$  близка к теоретическому  $\text{HF}^{(T)} = 1,4$ .

В заключение мы благодарим проф. С.Г.Кадменского и В.И.Фурмана за полезные обсуждения работы, С.Д.Кургалина - за помощь при расчетах на ЭВМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вахтель В.М. и др. ОИЯИ, Р6-80-840, Дубна, 1980.
2. Кадменский С.Г., Фурман В.И. "ЭЧАЯ", Атомиздат, М., 1975; т. 6, вып. 2, с. 469.
3. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Материалы XIII зимней школы ЛЯФ, Л., ЛЯФ, 1978, с. 59.
4. Расмуссен Дж. В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К.Зигбана, Атомиздат, М., 1969, т. 2, с. 137.

5. Вахтель В.М., Кадменский С.Г. Тезисы докладов XXVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", М.-Л., 1978, с. 390.
6. Громов К.Я. и др. ОИЯИ, Д6-11574, Дубна, 1978, с. 53.
7. Чумин В.Г. и др. ОИЯИ, Д6-11574, Дубна, 1978, с. 47.
8. Вахтель В.М., Кургалин С.Д., Рапопорт А.М. В сб.: Математическое обеспечение ЭВМ вузов, изд. ВГУ, Воронеж, 1980, с. 60.
9. Вахтель В.М. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 1241.
10. Артамонов С.А., Исаков В.И. Сообщение ЛИЯФ, №420, Л., 1978.
11. Wahlborn S. Nucl.Phys., 1957, 3, p. 644.
12. Kanbe M., Fujioka M., Hisatake K. J.Phys.Soc.Japan, 1975, 38, p. 928.
13. Rahkonen V. et al. Z.Physik, 1978, A284, p. 357.
14. Артамонов С.А., Исаков В.И. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с. 2071.
15. Головков Н.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1969, 33, с. 1622.
16. Jardine L.J., Shinab-Eldin A.A. Nucl.Phys., 1975, A244, p. 34.
17. Johansson C.M., Lindgren J. Nucl.Phys., 1958/1959, 9, p. 44.
18. Ракивенко Ю.Н. и др. ЯФ, 1974, 20, с. 617.
19. Ekstrom C. et al. Phys. Scripta, 1978, 18, p. 51.
20. Daehnick W.W. et al. Phys.Rev., 1977, C15, p. 594.
21. Shinab-Eldin A.A., Jardine L.J., Rasmussen J.O. Nucl.Phys., 1975, A244, p. 435.
22. Головков Н.А. и др. ОИЯИ, Д6-7094, Дубна, 1973, с. 158.
23. Вашарош Л. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с. 71.
24. Jonson V. et al. Nucl.Phys., 1971, A177, p. 81.
25. Головков Н.А. и др. ОИЯИ, Р6-4615, Дубна, 1969.
26. Lewis M.B. Nucl.Data Sheets, 1971, 5, p. 243.
27. Treytl W.J., Hyde E.K., Yamazaki E.K. Nucl.Phys., 1968, A117, p. 481.
28. Вахтель В.М. и др. ОИЯИ, Р6-11683, Дубна, 1978.
29. Hagemann U. et al. Nucl.Phys., 1972, A197, p. 111.
30. Hoff R.W., Asaro F., Perlman I. J.Inorg.Nucl.Chem., 1963, 25, p. 1303.
31. Lingeman E.W.A. Phys.Scripta, 1977, 15, p. 205.
32. Axensten S., Olsmats C.M. Ark.Fysik, 1961, 19, p. 461.
33. Axensten S., Johansson C.M., Lindgren J. Ark.Fysik, 1959, 15, p. 463.
34. Richel H. et al. Nucl.Phys., 1978, A303, p. 483.
35. Вахтель В.М. и др. Тезисы докладов XXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", М.-Л., 1977, с. 111.

36. Latimer R.M., Gordon G.E., Thomas T.D., J.Inorg.Nucl.Chem., 1961, 17, p. 1.
37. Hornshoj P. et al. Nucl.Phys., 1974, A230, p. 380.
38. Dairiki J.M. UCRL- 20412, 1970.
39. Schmorak M.R. Nucl.Data Sheets, 1979, 27, p. 518.
40. Lederer C.M. et al. Table of Isotopes, seven edition, New York, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1980 года.