

О ФОРМЕ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков

В переходной области ядер с числом нейтронов $N < 90$ энергия деформации и энергия спаривания имеют сравнимые величины [1]. Поэтому при добавлении нуклонов или возбуждении ядра форма последнего может измениться.

Большие значения $\log ft_{\beta}$ - переходов, систематически наблюдающиеся в переходной области, говорят в пользу того, что нечетно-нейтронные и нечетно-протонные ядра этой области могут иметь разную форму [2].

Прямые измерения квадрупольных моментов нечетно-нейтронных ядер $^{60}Nd_{85}^{145}$, $^{62}Sm_{85}^{147}$, $^{62}Sm_{87}^{149}$ ($+0,02$, $-0,208$ и $+0,06$ барна соответственно) показывают, что

они имеют сферическую форму; квадрупольные моменты нечетно-протонных ядер $_{61}^{147}\text{Pm}$ ¹⁴⁷ и $_{63}^{151}\text{Eu}$ ¹⁵¹, равные соответственно 0,7 и 1,16 барна, значительно больше одночастичного значения ($\delta \sim 0,16$ барна). Нами были проделаны расчеты равновесных деформаций нечетно-протонных ядер по методу Моттельссона и Нильссона [3]. В расчеты не были включены силы спаривания, учет которых приводит к сильному расхождению с экспериментом вблизи границ областей больших деформаций [4]. Совпадение вычисленных нами значений с экспериментальными для ядер с $N = 90$ ($\text{Eu}^{153}, \text{Pm}^{151}$) и $N = 88$ (Eu^{151}) дает возможность заключить, что роль спаривания в установлении равновесной формы становится существенной лишь при $N < 88$. Сопоставление экспериментального значения деформации для Pm^{147} ($\delta = 0,075$) с расчетным ($\delta = 0,13$) позволяет судить о масштабе влияния сил спаривания в других ядрах переходной области. Принятые, сообразно с этим, приближенные значения равновесных деформаций ядер приведены в 3 колонке таблицы (без скобок даны экспериментальные значения).

СВОЙСТВА M1- и E2-ПЕРЕХОДОВ

Ядро	Переход	$\delta_{\text{пред}}$	Задержки M1		Ускорения E2	
			Можковск. со стат. множ.	Нильс.	Вайскопф. со стат. множ.	Нильс.
Pm^{145}	$7/2 [404] \rightarrow 5/2 [402]$	(0,05)	250	0,24	20	180
Pm^{147}	$5/2 [402] \rightarrow 7/2 [404]$	0,075	430	0,28	10	1600
Pm^{149}	"	" (0,12)	620	0,35	62	6800
Eu^{147}	$7/2 [404] \rightarrow 5/2 [402]$	(0,06)	140	0,064	≤ 6	≤ 60
Eu^{149}	"	" (0,09)	94	0,059	38	1400
Eu^{151}	"	" 0,14	130	0,084	≤ 38	≤ 5800
	$1/2 [411] \rightarrow 5/2 [402]$	"	-	-	9	2600
Eu^{153}	$3/2 [411] \rightarrow 5/2 [413]$	0,29	740	0,05	5,2	27000
Eu^{175}	$5/2 [402] \rightarrow 7/2 [404]$	0,26	≤ 1200	40,94	$\leq 6,5$	≤ 4400

Наличие малых деформаций должно привести к большой коллективизации одночастичных состояний. В терминах схемы Нильссона это означает существование в них вращательных примесей. Коллективные свойства уровней больше всего сказываются на скоростях электромагнитных переходов между ними.

В таблице приведены расчеты факторов задержек для M1 - переходов ($F_{M1} = B(M1)_{\text{Нильссон}} / B(M1)_{\text{эксп}}$) и факторов ускорения для E2-переходов ($F_{E2} = B(E2)_{\text{эксп}} / B(E2)_{\text{Нильссон}}$) между первыми возбужденными и основными уровнями нечетно-протонных ядер переходной области и для сравнения для сильно деформированных ядер. Значения матричных элементов M1-переходов в изотопах европия нельзя объяснить методом примешивания конфигураций с высшими значениями сеньёрити [5] (метод Арима и др. [6]). Существенной чертой E2-переходов являются большие ускорения относительно единицы Нильссона; M1-переходы в единицах Нильссона также несколько ускорены. В случае сильно деформированного ядра Eu^{153} ускорения E2- и M1-переходов легко объясняются примесью вращательного перехода.

При этом приведенная вероятность перехода имеет вид:

$$B(\sigma L, I_i \rightarrow I_f)_{\text{теор}} = \left[B(\sigma L, I_i \rightarrow I_f)_{\text{Нильссон}}^{1/2} + \alpha \sqrt{\frac{2I_f + 1}{2I_i + 1}} B(\sigma L, I_f K_i \rightarrow I_i K_i)_{\text{потен}}^{1/2} \right]^2,$$

где I_i и I_f - спины начального и конечного состояний соответственно, α - амплитуда примеси. В случае Eu^{153} при $\alpha = 0,12$ получаем $F_{\text{тек}}(E2) = B(E2)_{\text{эксп}} / B(E2)_{\text{теор}} = 0,7$, а $F_{\text{зад}}(M1) = B(M1)_{\text{теор}} / B(M1)_{\text{эксп}} = 1,7$.

M2-переходы $11/2^+ \rightarrow 7/2^+$ в изотопах европия заторможены, причем фактор задержки растет с увеличением деформации от 50 у Eu^{147} до 230 у Eu^{151} . Торможение может быть связано с тем, что в состоянии $11/2^+$ ядра имеют сферическую форму. Значения нижних пределов $\log ft$ β -переходов со сферических ядер гадолиния на уровень $11/2^+$ ($10; \geq 7,8; \geq 9$ для $\text{Eu}^{147}; \text{Eu}^{149}$ и Eu^{151} соответственно) также не противоречат предположению о сферичности этого состояния.

Таким образом, нечетно-нейтронные ядра переходной области имеют сферическую форму; лишь при $N = 89$ (Sm^{151}) она переходит

в эллипсоидальную. Свойства нечетно-нейтронных ядер могут быть описаны фононной моделью с учетом спаривания [7]. Наоборот, из совокупности рассмотренных свойств нечетно-протонных ядер переходной области вытекает, что эти ядра обладают малыми равновесными деформациями, постепенно увеличивающимися с ростом числа нейтронов до $N=88$; при переходе от $N=88$ к $N=90$ деформация возрастет более резко, и это возрастание сопровождается изменением состояния неспаренного протона (в Eu^{153} и Pm^{151}). Этот вывод опровергает распространенный взгляд о том, что переход формы ядра от сферической к эллипсоидальной всегда совершается скачком.

Физико-технический институт

Поступило в редакцию

им. А. Ф. Иоффе

23 марта 1965 г.

Академии наук СССР

Литература