

***L*-запрещенные М1-переходы с $\Delta T=1$ в нечетных ядрах 1d2s-оболочки**

А.Н.Водин

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков

ВВЕДЕНИЕ

В течение длительного времени предполагалось, что основной модой γ -распада изобар-аналоговых состояний (ИАС) в нечетных ядрах 1d2s-оболочки является М1-переход, который происходит между компонентами спин-изоспинового дублета $(J_i^\pi, T_>=T_0+1/2)$ и $(J_f^\pi, T_<=T_0-1/2)$, образующегося в результате расщепления одночастичного уровня, вызванного взаимодействием вида $\frac{V_1}{A} \vec{t} \cdot \vec{T}_0$, где t и T_0 -изоспины частицы и остова, A -массовое число. Однако позднее в ряде прецизионных экспериментов было установлено, что в некоторых ядрах М1-переходы $(J_i^\pi, T_>) \rightarrow (J_f^\pi, T_<)$ значительно замедлены по сравнению с одночастичной оценкой [1]. Для объяснения этих фактов потребовалось введение в модельные представления новой степени свободы ядра-состояний типа поляризации остова. Детальные расчеты, проведенные в рамках оболочечной модели с поверхностными δ -силами [2], показали, что полная вероятность γ -распада ИАС в нечетных ядрах с $21 \leq A \leq 41$ распределяется между М1-переходами на антианалоговое состояние $((J_f^\pi, T_<)$ -компонент) и состояния типа поляризации остова. Этот вывод оказался достаточным для интерпретации радиационных ширин ИАС известных к тому времени в этой области ядер [3]. Между тем, в экспериментах последних лет, обнаружены изовекторные γ -переходы, которые не нашли своего отражения в теоретическом подходе, предложенном в [2]. К ним, прежде всего, относятся *L*-запрещенные М1-переходы типа $T_> \rightarrow T_<$. Систематических расчетов, объясняющих механизм снятия *L*-запрета, даже в простой модели, сделано не было и, возможно, именно в силу кажущейся теоретической несостоятельности, им не было уделено должного внимания.

В настоящей работе предпринята попытка путем анализа экспериментальных данных установить эмпирические особенности для *L*-запрещенных М1-переходов, наблюдающихся при распаде ИАС в нечетных ядрах 1d2s-оболочки. Разумно ожидать, что должны существовать определенные закономерности и что их обнаружение поможет, по крайней мере,

систематизировать знания по данным γ -переходам и тем самым определить дальнейшие перспективы исследований этого вопроса в легких ядрах.

1. ОТБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Особенностью рассматриваемой области ядер является присутствие в ней как сферических, так и деформированных ядер. Это обстоятельство значительно усложняет проблему идентификации чистых одночастичных *L*-запрещенных М1-переходов, и особенно в тех случаях, когда переход идет между резонансным и возбужденным уровнями изучаемого ядра. Поэтому необходимо установить объективный критерий отбора экспериментальных данных.

Наиболее прямая информация об одночастичной природе состояний может быть получена из реакций с передачей одного нуклона и из опытов по рассеянию нуклонов на ядрах. Однако для некоторых аналоговых уровней (в основном для ядер, являющихся членами соответствующего изобарического мультиплетта) такая информация отсутствует. В этом случае можно использовать значения спектроскопических факторов S_n материнских состояний о которых имеются обширные экспериментальные данные [4,5]. Некоторую неопределенность представляют данные об аналоговых резонансах, имеющих тонкую структуру, обусловленную частичным смешиванием по изоспину состояний $T_>$ и $T_<$ в результате действия кулоновских сил.

В качестве косвенного способа, для отбора одночастичных *L*-запрещенных М1-переходов в ядрах, могут быть использованы значения параметров смешивания по мультипольностям $\delta(E2/M1)$. Однако здесь возникают серьезные затруднения из-за практически полного отсутствия данных об этих параметрах. В принципе это не существенно повлияет на результаты нашего анализа, поскольку примеси E2-компоненты в М1-переходах, как правило, малы. Кроме того, в эксперименте весьма сложно получить точные значения малых величин $\delta(E2/M1)$, от которых сильно зависят приведенные вероятности $B(E2)$. Наряду с этим имеют место случаи, когда спин аналогового резонанса равен 1/2. В этих случаях γ -излучение, испускаемое при переходе с резонанса на

любой уровень ядра, изотропно и определение значений $\delta(E2/M1)$ из угловых распределений γ -лучей становится невозможным.

Таблица. Спектроскопические данные о *l*-запрещенных M1-переходах, наблюдаемых при γ -распаде ИАС в нечетных ядрах 1d2s-оболочки.

Ядро	$E_i^* \rightarrow E_f^*$, кэВ	$(lj)_i \rightarrow (lj)_f$	S_i	S_f	$\Gamma(M1),$ $^{-2}$	$\delta \pm \Delta\delta$	$B(M1),$ $^{-2}$ $_{\mu 2}$	F_M	Литература
²¹ Na	8973→1716	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$	0,6	-	67(13)	0,02(2)	16,3(33)	2,8	[4]
	9220→ 0	$s^{1/2} \rightarrow d^{3/2}$	0,5	0,9	435(85)	(0)	47	1	
²³ Na	8664→ 0	$s^{1/2} \rightarrow d^{3/2}$	0,8	0,4	0,20(5) фс	(0)	43	1	[6,7]
	→2982	$d^{3/2} \rightarrow d^{3/2}$		0,3	4,3(9) фс	(0)	7	6,3	
	9608→2391	$d^{3/2} \rightarrow s^{1/2}$	0,3	0,2	3(1)		0,68	66	
	→4430	$s^{1/2} \rightarrow s^{1/2}$			1,1(3)		0,68	66	
	9732→ 440	$g^{7/2} \rightarrow d^{5/2}$		0,3	$\geq 2,2(6)$		$\geq 0,23$	<192	
	→3914	$d^{5/2} \rightarrow d^{5/2}$		0,01	$\geq 0,5(1)$		$\geq 0,22$	<208	
	→5379	$d^{5/2} \rightarrow d^{5/2}$		0,04	$\geq 0,4(1)$		$\geq 0,41$	<109	
	→5742	$d^{5/2} \rightarrow d^{5/2}$		0,05	$\geq 0,5(1)$		$\geq 0,68$	<66	
	10016→2076	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$	0,2		$\geq 17(2)$		$\geq 0,29$	16	
	10169→2076	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$	0,1		1,44(4)		0,23	192	
	→4775	$g^{7/2} \rightarrow g^{7/2}$			90(2)		49	1	
	→5927	$g^{7/2} \rightarrow g^{7/2}$			1,44(4)		1,6	28	
	10231→2076	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$	0,1		$\geq 3(1)$		$\geq 0,47$	<96	
	→5927	$g^{7/2} \rightarrow g^{7/2}$			$\geq 8,3(17)$		$\geq 8,9$	<4,7	
²⁵ Mg	7787→1612	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$	0,7	-	42(10)	-0,04(2)	15,1(37)	2,9	[4]
²⁵ Al	7901→1613	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$	0,8	-	3,1(7)	-0,07(6)	1,1	42	[4,5]
	7970→ 452	$d^{3/2} \rightarrow s^{1/2}$		0,2	2,0(2)		0,40	114	
²⁷ Al	6814→1014	$s^{1/2} \rightarrow d^{3/2}$	0,4	0,2	<68 фс	(0)	>0,9	<427	[8]
	→3680	$d^{3/2} \rightarrow d^{3/2}$			<214 фс	(0)	>0,8	<215	
	10165→2211	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$			33(3)	0,12(1)	5,6(6)	8,1	
	→6285	$g^{7/2} \rightarrow g^{7/2}$			2,3(2)		3,4(4)	13	
³¹ P	6381→ 0	$d^{3/2} \rightarrow s^{1/2}$	0,7	0,8	<91 фс		>0,23	<192	[9,10]
	8033→3415	$d^{5/2} \rightarrow g^{7/2}$	0,01		$\geq 0,26$		$\geq 0,23$	<192	

	→4634	^{7/2} →g			≥0,11		≥0,23	<192	
	→5529	^{7/2} →g			≥0,07		≥0,29	<156	
	8738→ 0	^{3/2} ^{1/2} d →s	0,06	0,8	2,0(5)		0,26	179	
	→3134	^{1/2} →s		0,05	4,6(11)		2,2	21	
	→5256	^{1/2} →s		0,08	0,5(1)		1,0	45	
	9241→ 0	^{1/2} ^{3/2} s →d	0,03	0,8	17	(0)	1,8	25	
	→3134	^{3/2} →d		0,03	3	(0)	1,2	40	
³³	S 5480→ 0	^{1/2} ^{3/2} s →d	0,8	0,9	(3,2)	(0)	1,6	26	[4]
³³	Cl 5544→ 0	^{1/2} ^{3/2} s →d	0,8	0,9	3,2	(0)	1,6	28	[4]
³⁵	Cl	^{3/2} ^{1/2} d →s	0,5	0,9	333(80) φc		0,2	915	[11,12]
		^{3/2} ^{1/2} d →s	0,4	0,8	27(8)		0,61	74	
		^{1/2} →s		0,02	3,0(8)		0,27	167	
		^{1/2} →s			2,1(6)		0,52	86	
		^{1/2} ^{3/2} s →d		0,02	5(1)	(0)	2,3	19	
		^{3/2} →d			7(1)	(0)	7,7	6	
⁴¹	Ca	^{3/2} ^{1/2} d →s	0,8	0,02	<250 φc	0,03(2)	>1,6	<28	[4,5]
		^{1/2} ^{3/2} s →d	0,8	0,02	<670 φc	(0)	>0,6	<83	
		^{3/2} →d		0,02	<170 φc	(0)	>3,5	<13	
⁴¹	Sc 5939→3411	^{3/2} ^{1/2} d →s	0,8	0,02	2,3(6)	0,05(4)	12,2(24)	3,7	[5]

Итак, γ -переходы относились нами к категории одночастичных l -запрещенных M1-переходов, если для начальных и конечных состояний наблюдались соответствие спинов и четностей квантовым числам подоболочек и типу мультипольности, а также если не возникало противоречия данным ядерных реакций.

2. МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Проанализированные экспериментальные данные, известные до начала 1997 г., сведены в таблице. В ней помещен также ряд ИАС, переходы в которых не отвечают строго критериям отбора, указанным выше, но которые тем не менее помогают выявить общую тенденцию l -запрещенных M1-переходов типа $T_{>} \rightarrow T_{<}$ в нечетных ядрах $1d_{2s}$ -оболочки.

Сведения о полных радиационных ширинах распада Γ_{γ} аналоговых резонансов извлечены в основном из данных об интегральных сечениях соответствующей ($p\gamma$)- и ($n\gamma$)-реакций. В том случае, если не известна протонная (нейтронная) ширина Γ_p (Γ_n) резонансного уровня, предполагалось, что $\Gamma_p \gg \Gamma_{\gamma}$ ($\Gamma_n \gg \Gamma_{\gamma}$), и в таблице приведен лишь нижний предел значения парциальной ширины $\Gamma_{\gamma}(M1)$. Для ИАС, лежащих по энергии возбуждения ниже энергии отрыва протона (нейтрона), оценка скорости l -запрещенных M1-переходов проводилась по времени жизни τ данных состояний, приведенным в обзорах [4,5]. При наличии нескольких наборов экспериментальных данных для конкретного γ -перехода предпочтение отдано результатам с наименьшими погрешностями.

Для определения факторов запрета $F_M = B(M1)_{\text{теор}}/B(M1)_{\text{эксп}}$ M1-переходов использовалась оценка скорости радиационного перехода по Мошковскому, в которой учитывается различие значений магнитного момента протона и нейтрона. Поскольку рассматриваются M1-переходы, запрещенные по l в строгой одночастичной модели, статистический фактор полагаем равным единице и берем $B(M1)_{\text{теор}}$ в следующем виде [13]:

$$B(M1)_{\text{теор}} = \frac{1}{4\pi} M_{\mu}^2 \mu_N^2,$$

где для переходов типа $l \pm 1/2 \leftrightarrow l \mp 1/2$ значение $M_{\mu} = (\mu - \frac{1}{2}g_l)^2$; μ -магнитный момент нуклона; g_l -орбитальное гиромагнитное отношение; μ_N -ядерный магнетон.

3. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Анализ собранного экспериментального материала позволяет сформулировать следующие выводы.

1. Установлено, что l -запрещенные M1-переходы с изменением изоспина на единицу наблюдаются во всей области нечетных ядер $1d_{2s}$ -оболочки. Их интенсивность, в ряде случаев, сравнима по порядку

величины с интенсивностью одночастичных M1-переходов $(J_1^{\pi}, T_{>}) \rightarrow (J_2^{\pi}, T_{<})$.

2. Обнаружено, что факторы запрета F_M минимальны для γ -переходов $d_{5/2} \leftrightarrow g_{7/2}$, наблюдающихся, в основном, при распаде аналоговых резонансов в области ядер $A \sim 25$, обладающих равновесной деформацией [14]. Максимум значений $F_M > 100$ связан с γ -переходами $s_{1/2} \leftrightarrow d_{3/2}$. Исключением из этого правила являются переходы $s_{1/2} \leftrightarrow d_{3/2}$ в верхней части $1d_{2s}$ -оболочки. Прослеживается общая тенденция роста F_M при увеличении энергии γ -перехода в одном и том же ИАС.

3. Не идентифицированы l -запрещенные M1-переходы в ядрах, имеющих число нейтронов близкое к магическому числу $N=20$. В то время как в ядрах с $Z=20$ значения F_M меняются в широком интервале; $F_M \approx 1 \div 100$. Отметим, однако, что этот вывод является предварительным из-за недостатка данных и требует дальнейшего экспериментального подтверждения.

4. Не выявлено заметной корреляции между значениями F_M и значениями спектроскопических факторов S_p ИАС. Это позволяет предположить, что l -запрещенные M1-переходы осуществляются за счет примеси других конфигураций к начальному или конечному состоянию излучающей частицы. То обстоятельство, что эти переходы наблюдаются в непосредственной близости от заполненных оболочек, заставляет сделать вывод о том, что коллективные эффекты не должны играть существенной роли в снятии l -запрета.

Литература

1. Maripuu S. Nucl. Phys. **A123**, 357(1969).
2. Maripuu S. Phys. Lett. **B31**, 181(1970).
3. Наумов Ю.В., Крафт О.Е. ЭЧАЯ. **6**, 892 (1975).
4. Endt P. M. and Van der Leun C. Nucl. Phys. **A310**, 1(1978).
5. Endt P. M. Nucl. Phys. **A521**, 1(1990).
6. Meyer M.A., Smit J.I.A. Nucl. Phys. **A205**, 177(1973).
7. Smit J.I.A. et al. Nucl. Phys. **A318**, 111(1979).
8. Smit J.I.A. et al. Nucl. Phys. **A377**, 15(1982).
9. Borman C.H., Meyer M.A., Reitmann D. Nucl. Phys. **99**, 337(1967).
10. Wolff A.C., Meyer M.A., Endt P.M. Nucl. Phys. **A107**, 332(1968).
11. Sparks R.J. Nucl. Phys. **A265**, 416(1976).
12. Meyer M.A. et al. Nucl. Phys. **A264**, 13(1976).
13. Войханский М. Е. Гамма-лучи. М. –Л., Изд-во АН СССР. 10-13(1961).
14. Бор О., Моттelson В. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977. Т.2.