

**О РАСПАДЕ ВХОДНЫХ СОСТОЯНИЙ, ОБРАЗОВАННЫХ
В РЕАКЦИИ (γ, n) НА ЯДРАХ ^{58}Ni И ^{56}Fe**

А.М. Лапик, Б.С. Ратнер

Сопоставление данных о полном сечении реакции (γ, n) на ядрах ^{58}Ni и ^{56}Fe с сечением испускания энергичных фотонейтронов из этих ядер подтверждает нестатистическую природу высокоэнергичной компоненты нейтронный спектров.

Исследование сечения испускания энергичных нейтронов в сочетании с их энергетическими спектрами указало на реальную возможность получения информации о распаде входных состояний ядер. Протекающий на первых стадиях ядерной реакции "полупрямой" процесс, сопровождающийся образованием конечного ядра в одном из нижних состояний, позволяет, по-видимому, получить более полное представление о механизме процесса и об особенностях дипольного поглощения ядер.

Таблица 1

*Интегральные сечения реакции (γ, n) на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni , МэВ·мб,
 $E_{\gamma m}$ – максимальная энергия гамма-квантов*

Ядро	$E_{\gamma m} = 25$ МэВ	Ссылка	$E_{\gamma m} = 20$ МэВ	Ссылка
^{56}Fe	509	/4/	30 ± 3	/1, 2/
^{58}Ni	204 185	/5/ /6/	27 ± 3	/2/

Результаты, полученные для изотопов железа ^{54}Fe и ^{56}Fe /1, 2/ и для ядра ^{58}Ni /2/, показали, что сечение испускания "полупрямых" нейтронов имеет форму узких резонансов, время жизни которых приблизительно на два порядка превышает характерное ядерное время и значительно меньше времени жизни компаунд-ядра.

Целью настоящей статьи является сопоставление сечений реакции (γ, n) для ядер ^{58}Ni и ^{56}Fe , обладающих одинаковой структурой нейтронных оболочек, но различающихся протонной конфигурацией – заполненной оболочкой $1f_{7/2}$ у ядра ^{58}Ni и конфигурацией $(1f_{7/2})^{-2}$ у ядра ^{56}Fe . В табл. 1 приведены данные об интегральном сечении испускания энергичных нейтронов /1, 2/, а также результаты, полученные для полного сечения реакции (γ, n) на указанных изотопах. Следует отметить существенное различие, которое наблюдается при сопоставлении результатов: интегральное сечение испускания энергичных нейтронов в пределах ошибок одинаково для обоих ядер, тогда как интегральные сечения реакции (γ, n) различаются в 2,7 раза. Указанное различие можно объяснить, если учесть, что основная часть нейтронов, обладающих малой энергией, испускается компаунд-ядром. В этом процессе относительная вероятность вылета нейтрона определяется главным образом соотношением между энергией связи нейтрона V_n и протона V_p в ядре, а также проницаемостью барьера.

В выражении для спектра испущенных компаунд-ядром частиц $N(\epsilon) = c \exp(-\epsilon/T)$ энергия частицы ϵ может быть представлена в виде $\epsilon = E_{\gamma} - V - E_T - E^*$, где E_{γ} – энергия γ -кванта, E_T – энергия отдачи, E^* – энергия возбуждения конечного ядра. В отношении сечений реакций (γ, n) и (γ, p) войдет множитель

$\exp(B_n - B_p)$. Как видно из таблицы 2, разность $B_n - B_p$ составляет для ядер ^{58}Ni и ^{56}Fe соответственно 4,0 и 1,0 МэВ, что и объясняет малую величину сечения реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ по сравнению с $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$.

Т а б л и ц а 2

Энергии связи нейтрона и протона в ядрах
 ^{56}Fe и ^{58}Ni [7]

Ядро	B_n , МэВ	B_p , МэВ
^{56}Fe	11,203	10,190
^{58}Ni	12,195	8,178

Таким образом, близость интегральных сечений испускания энергичных фотонейтронов из ядер ^{58}Ni и ^{56}Fe на фоне значительного расхождения полных фотонейтронных сечений является дополнительным свидетельством нестатистической природы энергичной компоненты фотонейтронного спектра.

Малое различие интегральных сечений полупрямого процесса в рассматриваемых ядрах, а также существование узких резонансов в сечении для обоих ядер могло бы служить указанием на незначительную роль протонных конфигураций при распаде входных состояний в непрерывный спектр по нейтронному каналу. Однако исследование ядер ^{51}V и ^{52}Cr с количеством нейтронов $N = 28$, у которых в оболочке $1f_{7/2}$ находится 3 и 4 протона соответственно [3], показало, что "промежуточная" структура в сечении реакции (γ, n) для энергичных нейтронов не наблюдается.

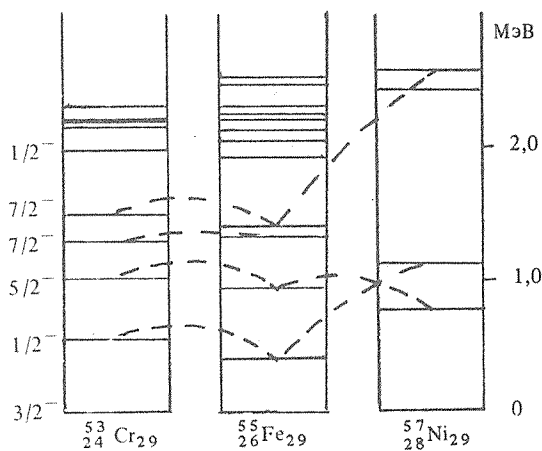


Рис. 1. Расположение нижних уровней ядер ^{53}Cr , ^{55}Fe и ^{57}Ni , имеющих один нейтрон сверх заполненной оболочки $1f_{7/2}$: пунктир соединяет состояния с одинаковым спином.

Для теоретического анализа структуры сечений, обусловленных полупрямым распадом входных состояний, представляет интерес рассмотрение соответствующих состояний конечных ядер. Область основных и нижних возбужденных уровней трех ядер с заполненной нейтронной оболочкой $1f_{7/2}$ и одним валентным нейтроном показана на рис. 1. В ядре ^{57}Ni сверх дважды заполненной оболочки с $N = Z = 28$ имеется один нейтрон в состоянии $2p_{3/2}$. Нижние возбужденные состояния ядер этого типа соответствуют переходу внешнего нуклона в более высокие состояния над замкнутой оболочкой, т.е. имеют одночастичную природу.

Количество уровней, приходящихся на интервал энергии возбуждения 1 МэВ

Ядро \ Интервал, МэВ	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	Ссылка
^{57}Ni	2	1	2	8	9	18	15	12	/8/
^{55}Fe	3	3	13	18	20	33	30	25	/9/

Действительно, уровни с $E^* = 0,77$ (5/2) и 1,11 МэВ (1/2) ядра ^{57}Ni соответствуют последовательности уровней модели оболочек. Нижние возбужденные уровни ядер ^{55}Fe и ^{53}Cr , имеющих ту же конфигурацию нейтронных оболочек, что и ядро ^{57}Ni , весьма близки друг к другу, однако заметно отличаются положением и последовательностью уровней от ядра ^{57}Ni . В области $E^* = 2,0 - 2,5$ МэВ в ядре ^{55}Fe существует несколько уровней, но переходы наблюдаются только на один из них (по-видимому, на уровень с $E^* = 2,58$ МэВ (5/2)). Для области высоковозбужденных уровней (табл. 3) характерна уменьшенная примерно в два раза плотность уровней в ядре ^{57}Ni , наблюдаемая вплоть до $E^* = 8$ МэВ. Следует полагать, что столь значительное расхождение связано с заполненностью протонной оболочки в ядре ^{57}Ni .

ЛИТЕРАТУРА

1. Ratner B.S., Sergiyevsky A.N., Verbitsky S.S. Nucl. Phys., A285, 71 (1977).
2. Glatky I.M. et al. Proc. of the XVII Intern. Symposium on Nucl. Phys., Gaussing (GDR), 1988, p. 61.
3. Lapiк A.M., Ratner B.S., Verbitsky S.S. Intern. Conference on Nucl. Phys. with Electromagn. Interactions, Abstr. of Contr. Papers, 4. 19, Mainz, 1979.
4. Costa S. et al. Nuovo Cim., 51 B, 199 (1967).
5. Fultz S.C. et al. Phys. Rev., C 10, 608 (1974).
6. Min K., White T.A. Phys. Rev. Lett., 21, 1200 (1968).
7. Mattauch J.H.E., Thiele W., Wapstra A.H. Nucl. Phys., 67, 32 (1965).
8. Nann H., Saha A., Raman S. Phys. Rev., C 18, 1619 (1978).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 4 октября 1989 г.