

О СВЯЗИ ШИРИНЫ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА (γ, n)-РЕАКЦИИ С ЗАПОЛНЕНИЕМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ЯДРА

А. К. БЕРЗИН, Р. П. МЕЩЕРЯКОВ, С. И. ШОРНИКОВ, Б. М. ЯКОВЛЕВ

Ранее было показано [1, 2, 3], что ширины гигантского резонанса (γ, n)-реакции тесно связаны с величинами квадрупольных моментов ядер. Чем больше деформировано ядро, тем больше ширина гигантского резонанса и наоборот. Наименьшую ширину имеют ядра с заполненной нейтронной оболочкой [4, 5, 6, 7, 8, 9]. В связи с этим можно предполагать, что ширина гигантского резонанса будет отражать и степень заполнения отдельных энергетических уровней. Причем ширина резонанса будет, по-видимому, несколько меньшей для ядер с заполненными уровнями. В настоящее время модель оболочек не может с определенностью предсказать, у какого из изотопов заканчивается заполнение того или иного уровня. Сведения по этому вопросу можно, очевидно, получить из анализа некоторых экспериментальных данных. К числу последних, по-видимому, относятся и величины пороговых энергий (γ, n)-реакции, поскольку, например, известно [10, 11, 12, 13], что все изотопы с заполненной нейтронной оболочкой имеют порог, значительно больший, чем этого можно было бы ожидать. Подобный эффект был обнаружен нами [12] и для изотопов Mo^{100} и Nd^{150} . Первый из этих изотопов содержит $50+8$, а второй $82+8$ нейтронов.

Для подтверждения этого эффекта было произведено более тщательное измерение величин пороговых энергий для некоторых изотопов молибдена и неодима. Пороги изотопов Mo^{92} , Mo^{94} , Mo^{100} , Nd^{142} и Nd^{150} определялись методом наведенной активности, а пороги Mo^{97} и Nd^{145} методом „непосредственной“ регистрации нейтронов. Величины порогов для остальных изотопов определялись при обработке общей кривой выхода, являющейся суммарным выходом фотонейтронов от всех изотопов данного элемента. Приведенные в табл. 1 пороговые энергии в большинстве случаев находятся в хорошем согласии с ранее нами полученными [12]. Однако имеются и расхождения, относящиеся к порогам, вычисленным при обработке общей кривой выхода, и обусловленные главным образом произволом, допускаемым в процессе обработки. Вновь полученные результаты указывают на несколько иной характер в соотношении величин пороговых энергий для изотопов данного элемента. Однако, как и в предыдущих измерениях, здесь явно наблюдаются несколько завышенные значения порогов для изотопов, содержащих по 8 нейтронов сверх заполненной оболочки, что, возможно, обуславливается заполнением соответствующих энергетических уровней или завершением какой-либо иной конфигурации.

Таблица 1

Изотопы	Z	$E_{\text{пор}}$ (Мэв)
Mo ⁹²	42	13,17 ± 0,08
Mo ⁹⁴	"	9,52 ± 0,15
Mo ⁹⁶	"	8,82*
Mo ⁹⁷	"	6,91 ± 0,08
Mo ⁹⁸	"	8,27*
Mo ¹⁰⁰	"	9,05 ± 0,90
Nd ¹⁴²	60	9,78 ± 0,08
Nd ¹⁴⁴	"	7,79*
Nd ¹⁴⁵	"	6,10 ± 0,08
Nd ¹⁴⁶	"	7,47*
Nd ¹⁴⁸	"	7,21*
Nd ¹⁵⁰	"	7,39 ± 0,08

Примечание.*) Величины пороговых энергий, вычисленные при обработке общей кривой выхода.

В настоящей работе, являющейся первым этапом в проводимых исследованиях по указанной выше проблеме, изучались поперечные сечения для изотопов La, Ce, Pr¹⁴¹, Nd, Nd¹⁴² и Nd¹⁵⁰. Большинство из этих объектов изучалось ранее, однако результаты, полученные в различных работах, иногда настолько сильно различаются, что не представляется возможным использовать их в сопоставительном анализе с имеющимися и вновь полученными данными.

Методика измерений

В качестве источника тормозного излучения применялись бетатроны на 25 Мэв.

Измерение выхода фотонейтронов в функции от максимальной энергии γ -лучей при использовании метода наведенной активности производилось по измерению β - и γ -активностей. В первом случае применялись торцовые счетчики в 4π -геометрии, во втором — сцинтилляционный γ -спектрометр с кристаллом NaJ(Tl). Разрешение спектрометра составляло 8—9% для 662 Кэв линии Cs¹³⁷.

Исследуемые образцы молибдена изготавливались в виде металлических пластин толщиной 700 мг/см². Образцы, предназначенные для проведения исследований с редкими землями, готовились в виде порошков окислов изучаемых элементов толщиной 500 мг/см², загруженных в тонкостенные алюминиевые контейнеры.

При измерениях по наведенной активности облучаемые образцы помещались на расстоянии 40 см от мишени бетатрона. Исключение составляли образцы, предназначенные для снятия кривой выхода от изотопа Mo¹⁰⁰. Эти образцы помещались непосредственно в камеру бетатрона, однако получить достаточно большого счета и при такой геометрии не удалось.

При измерении пороговых энергий методом „непосредственной“ регистрации нейтронов использовалась установка, описанная нами ранее [11, 12]. Снятие кривых выхода, предназначенных для пересчета в кривые поперечных сечений, производилось на той же установке, но

с иным расположением детектора. Детектор помещался на таком расстоянии от образца, на котором он имел одинаковую чувствительность к нейтронам всех энергий [14].

Кривые выхода фотонейтронов для определения порогов снимались через каждые $0,1 \div 0,2$ Мэв. Верхняя граница тормозного γ -излучения устанавливалась с помощью схемы контроля, обеспечивающей точность ± 15 Кэв [15]. Проверка схемы проводилась методом „отношения наведенных активностей“ на паре медь—серебро [16].

При снятии кривых выхода для изучения поперечных сечений выход нейтронов из каждого образца калибровался по выходу нейтронов из меди при энергии 22 Мэв. Величина выхода для естественной смеси изотопов меди при этой энергии принята равной $2,7 \cdot 10^6 \frac{\text{нейтронов}}{\text{моль-рентген}}$ [8].

Доза γ -излучения, получаемая каждым образцом, регистрировалась с помощью тонкостенной камеры. Камера периодически калибровалась.

Величина фона, вносимая алюминиевыми контейнерами, определялась при облучении их в отсутствие исследуемого объекта. Максимальное значение фона было меньше 4% нейтронного выхода любого образца. Величина вклада, вносимого нейтронами, образующимися при взаимодействии γ -излучения с ядрами кислорода исследуемых окислов, оценивалась из результатов, полученных при облучении образцов воды соответствующего веса. Величина этого вклада не превышала 3%.

Статическая ошибка измерений была не более 0,4% для всех исследуемых изотопов, кроме изотопа Mo^{100} . В последнем случае статическая ошибка была значительно больше.

Результаты измерений

Кривые выхода, полученные при использовании метода „непосредственной“ регистрации, включают в себя нейтроны от всех видов реакций, возможных при данной энергии X -лучей. К числу таких реакций для энергетической области, в которой производились исследования поперечных сечений, относятся реакции (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, np) . В результате большого кулоновского барьера выход протонов в последней реакции будет чрезвычайно затруднен, и вкладом этой реакции можно пренебречь. Величина вклада, вносимого в кривую поперечного сечения за счет $(\gamma, 2n)$ -реакции, оценивалась тем же способом, что и в работе [8].

Пересчет кривых выхода в поперечные сечения производился с помощью метода, предложенного в работе [17].

Поперечные сечения для изотопов лантана (La), церия (Ce) и неодима (Nd) вычислялись из кривой выхода, измеренной с помощью метода „непосредственной“ регистрации нейтронов. Изотоп La^{138} содержится в естественной смеси изотопов в количестве $\sim 0,09\%$, поэтому вклад нейтронов от всех реакций, идущих на этом изотопе, будет очень малым, а, следовательно, вычисленное сечение можно полностью отнести к изотопу La^{139} .

Оценка величины вклада $(\gamma, 2n)$ -реакции для Nd и Ce проводилась в предположении, что температура ядра Θ и порог реакции являются одинаковыми для всех изотопов и имеют среднюю величину. Такая оценка естественно является очень грубой.

Поперечные сечения изотопов Pr^{141} , Nd^{142} и Nd^{150} вычислялись из кривых выхода, измеренных методом наведенной активности. Период

полураспада Pr^{140} (3, 4 мин.) значительно отличается от периода полураспада Pr^{139} (4,5 часа), что позволяет сравнительно легко отделить вклад (γ, n) -реакции от вклада $(\gamma, 2n)$ -реакции. Выделение активационной кривой, относящейся к изотопу Nd^{141} , период полураспада которого близок к периоду полураспада Nd^{149} , производилось подобно тому, как это было сделано в работе [7]. Величину вклада, вносимого за счет реакции $(\gamma, 2n)$ на изотопе Nd^{143} , точно определить не удалось. Порог этой реакции, вычисленный из масс изотопов [18], равен 15,8 Мэв. Грубая оценка вклада приводит к величине в 3% при энергии 24 Мэв.

В табл. 2 приведены ширины гигантского резонанса исследованных объектов. В этой же таблице приведены результаты других работ.

Таблица 2

Изотоп	Z	N	Γ (Мэв)	Γ (Мэв) (из др. работы)
La^{139}	57	82	5,0	3,2 [8] 5,2 [9] 5,7 [19]
Ce	58	—	4,6	4,5 [9]
Pr^{141}	59	82	4,5	4,7 [8] 4,3 [7]
Nd	60	—	7,6	— —
Nd^{142}	"	82	4,7	<5,0 [7]
Nd^{150}	"	90	5,3	5,7 [7]

Малая ширина гигантского резонанса у Ce указывает, очевидно, на то, что основной вклад в кривую выхода вносит изотоп Ce^{142} (88,5% в естественной смеси), имеющий заполненную оболочку в 82 нейтрона. И, кроме того, можно предполагать, что максимумы сечений изотопов Ce^{140} и Ce^{142} (11%) расположены близко друг к другу.

Небольшое различие в ширинах резонансов у изотопа Nd^{150} и ядер, имеющих заполненную нейтронную оболочку, указывает, очевидно, на малую деформацию ядра Nd^{150} . Это обстоятельство в совокупности с данными по порогам позволяет предполагать, что у изотопа Nd^{150} заканчивается заполнение уровня $2f_{7/2}$, либо завершение какой-либо иной конфигурации.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Okamoto. Prog. Theor. Phys. **15**, 75, 1956.
2. M. Danos. Bull. Am. Phys. Soc. II, 1, 35, 1956.
3. K. Okamoto. Phys. Rev. **110**, 141, 1958.
4. D. Wilkinson. Proc. of the 1954 Glasgow Conference on Nuclear and Meson Physics. p. 161, London, 1955.
5. S. Nathans, J. Halpern. Phys. Rev. **93**, 437, 1954.
6. P. Yergin, B. Fabricand. Phys. Rev. **104**, 1334, 1956.
7. J. Carver, W. Turchin. Proc. Phys. Soc. **73**, 69, 1959.
8. Л. Кац и Д. Чидли. Труды всесоюзной конференции по ядерным реакциям на малых и средних энергиях, стр. 371, Москва, 1957.
9. E. Fuller, M. Weise. Phys. Rev. **112**, 554, 1958.
10. R. Sher, J. Halpern, A. Mann. Phys. Rev. **84**, 387, 1951.
11. А. Берзин, Известия Томского политехнического института, **87**, 433, 1957.
12. А. Берзин, Р. Мещеряков, Б. Яковлев. Известия учебных заведений. Физика, **5**, 148, 1959.
13. P. Axel, J. Fox. Phys. Rev. **102**, 400, 1956.
14. R. Montalbetti, L. Katz, J. Goldemberg. Phys. Rev. **91**, 659, 1953.

15. А. Берзин, Р. Мешеряков, Р. Немков. Изв. Томского политехнического института, **87**, 219, 1957.
 16. М. Birnbaum. Nucleonics. **13**, 4, 64, 1955.
 17. A. Penfold, J. Zeiss. Phys. Rev. **114**, 1332, 1959.
 18. В. Кравцов У. Ф. Н. **55**, вып. **3**, 149, 1959.
 19. M. Goldhaber, E. Teller. Phys. Rev., **74**, 1046, 1948.
-