

О γp — РЕАКЦИЯХ С ОБРАЗОВАНИЕМ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР*

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П. Н. ЛЕБЕДЕВА АН СССР

(Представлено: Z. Gyulai — Поступило: 23 декабря 1957 г.)

Дана оценка вклада отдельных уровней в фотоядерные реакции (γp) пяти легких ядер (B^{10} , C^{12} , N^{14} , O^{16} , S^{32}), полученных по теореме детального равновесия из обратных ($p\gamma$) реакций. Максимальные сечения γp -реакций с образованием конечного ядра в основном состоянии иногда на много раз превышают максимальные сечения при «гигантском» резонансе. Интегральные сечения составляют приблизительно 10% интегральных сечений в «гигантском» резонансе. При сравнении спектра и углового распределения фотонуклонов с расчетами статистической теории, нужно иметь в виду значительный вклад отдельных уровней.

За последние годы на очень большом числе примеров подтверждено существование так называемого «гигантского» резонанса фотоядерных (например, γn - и γp -реакций).

Полуширина этого «гигантского» резонанса составляет несколько Мэв, а максимум сечений располагается при энергии γ — квантов 15—25 Мэв. При таких энергиях возбуждения даже для самых легких ядер расстояние между уровнями не превышает нескольких Кэв, или десятков Кэв, а для более тяжелых ядер отдельные уровни, несомненно, перекрываются. Поэтому положение и форма «гигантского» резонанса обычно связываются с наличием в соответствующей области энергий центра тяжести электрических дипольных уровней (1), возбуждаемых при поглощении ядром γ -квантов.

Однако, для того чтобы однозначно подтвердить дипольный (E1) характер поглощения γ -квантов в области гигантского резонанса следовало бы установить природу конечных состояний ядер, а также исследовать угловое распределение испускаемых фотонуклонов. Между тем, в работах, посвященных фотоядерным реакциям, такие наблюдения, как правило, отсутствуют.

Измеряя выход фотопротонов и фотонейтронов или регистрируя активность радиоактивных продуктов фотоядерных реакций, естественно нельзя установить, образуется ли конечное ядро в основном или каком-либо возбужденном состоянии, т. е. не испускаются ли наряду с фотонуклонами еще и γ -кванты. Поскольку исследования фотоядерных реакций проводятся обычно с непрерывным спектром тормозного излучения, то даже и такие

* Доложено 3 декабря 1957 г. на симпозиуме по ядерной физике в Матрахазе организованном Физическим Обществом им. Лоранд Этвеш.

важные дополнительные источники информации, как угловое и энергетическое распределение фотонуклонов все еще оказывается недостаточными для разграничения случаев образования конечных ядер в различных состояниях.

В настоящее время вопрос о характере поглощения γ -квантов при испускании фотонуклонов приобрел еще дополнительный интерес в связи с обсуждением механизма прямого ядерного фотоэффекта, т. е. прямого взаимодействия γ -квантов с ядерными нуклонами, не связанного с образованием составного ядра. При таком обсуждении широко используется сопоставление углового и энергетического распределения фотонуклонов с результатами, предсказываемыми статистической теорией, т. е. без учета индивидуальных свойств отдельных уровней и их вклада в общую картину фотоядерного взаимодействия.

Между тем, начиная с 1952 г. группе канадских физиков (2, 3, 4) благодаря высокой стабилизации энергии ускоряемых в бетатроне электронов удалось выделить в «гигантском» резонансе γn -реакций для нескольких легких ядер (Li^7 , C^{12} , O^{16} и F^{19}) целый ряд отдельных резонансных уровней. Так например, в реакции $O^{16}(\gamma n)O^{15}$ (порог 15,6 Мэв) при $h\nu = 15,9—21,9$ Мэв наблюдается (3) девять отдельных резонансов с интегральными сечениями от 0,06 до 7,5 Мэв миллибарн, дающих в сумме $\sigma_{\text{инт.}} = 14$ Мэв мбарн.

При всем интересе уточненных исследований надо, однако отметить, что и при изучении отдельных резонансов фотоядерных реакций вопрос о конечных состояниях образующихся ядер остался открытым. Поэтому осталось невыясненным, какова мультипольность поглощаемых в отдельных резонансах γ -квантов и каким, собственно, должно быть угловое распределение испускаемых фотонуклонов.

В настоящем сообщении мы хотим отметить, что ряд сведений, интересных для понимания фотоядерных — γp -реакций, но до сих пор не полученных из непосредственного их наблюдения (в значительной степени — из-за скудности источников монохроматических γ -квантов) можно заимствовать из экспериментальных данных о сечениях обратных — $p\gamma$ -реакций, идущих без каскадного испускания γ -квантов.

Сечения γp -реакций с образованием основных состояний конечных ядер — $\sigma_{\gamma p}$ связаны с сечениями $p\gamma$ — реакций простыми соотношениями детального баланса, например, для реакции $O^{16}(\gamma p)N^{15}$ имеем:

$$\sigma_{\gamma_0} = \sigma_{pN} \cdot 2 \cdot \frac{16}{15} \cdot \frac{mc^2 (h\nu - Q)}{(h\nu)^2} \cdot \frac{2 I_N + 1}{2 I_0 + 1}$$

Здесь:

$I_N (= 1/2)$ и $I_0 (= 0)$ — спины ядер N^{15} и O^{16} , m — масса протона, $Q (= 12,11$ Мэв) — тепловой эффект реакции, $h\nu$ — энергия γ -кванта, связан-

ная с энергией протона в $p\gamma$ — реакции (E_p) соотношением: $h\nu = Q + \frac{15}{16} E_p$.

Из анализа имеющихся в литературе данных можно получить ряд сведений о γp -реакциях с образованием основных состояний конечных ядер для пяти легких ядер: B^{10} , C^{12} , N^{14} , O^{16} и S^{32} .

Сводка результатов приводится в таблице 1 и на рис. 1—6.

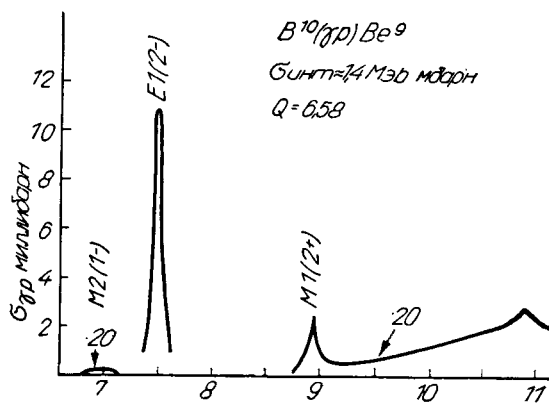


Рис. 1

Сечение реакции $Be^9(p\gamma)B^{10}$ в первом максимуме дано в (5), а значения σ для других уровней получены пересчетом выходов из толстой мишени (7, 8). Сечения реакции $B^{11}(p\gamma)C^{12}$ при $E_p < 2,8$ Мэв заимствованы из (5, 9), абсолютизация сечений при более высоких энергиях получена сопоставлением результатов (9) и (10) при $E_p = 2-2,8$ Мэв.

Сечения в резонансных максимумах реакции $C^{13}(p\gamma)N^{14}$ взяты из (5), а для интерполяции функции возбуждения между пиками резонансов использовались данные (11). Наконец, абсолютизация функции возбуждения реакции $P^{31}(p\gamma)S^{32}$, данной в (14), производилась по данным работы (16), в которой приводится сечение радиационного захвата P^{31} протонов с энергией 1,265 Мэв.

Данные приводимые в таблице, не требуют особых пояснений. Заметим лишь, что среди возможных значений орбитальных моментов фотопротонов с связи с малостью энергии указаны лишь $l = 0, 1, 2$.

Рис. 1—5 непосредственно иллюстрируют сведения, приведенные в табл. 1. На рис. 6 расчетные данные о тонкой структуре γp -реакций сопоставляются с результатами наблюдений «гигантского» резонанса.

Как явствует из таблицы и рисунков, максимальные сечения γp -реакций с образованием основных состояний конечных ядер, связанных с отдельными уровнями, подчас во много раз превосходят максимальные

сечения в «гигантском» резонансе. Интегральные сечения таких реакций, обусловленные отдельными уровнями, достигают примерно 10% от инте-

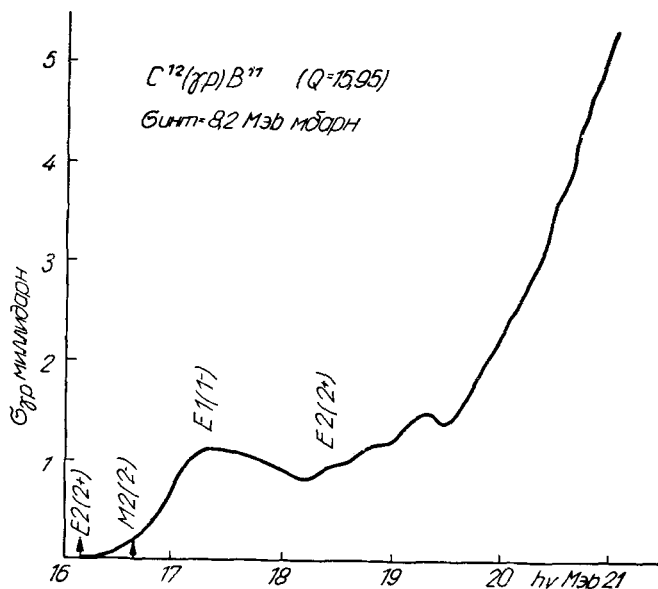


Рис. 2

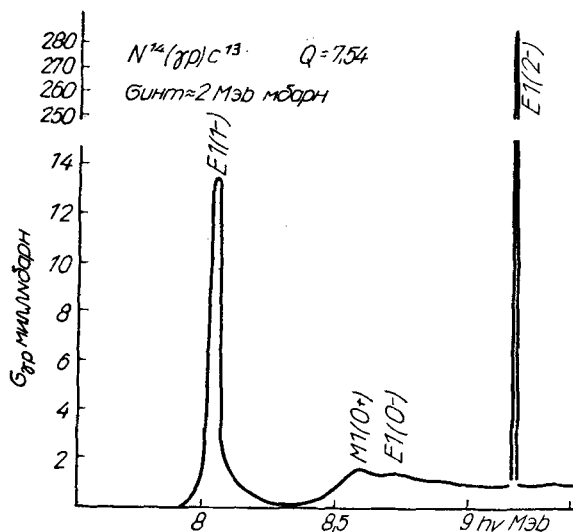


Рис. 3

гральных сечений «гигантского» резонанса, охватывающих всевозможные состояния конечных ядер. Как правило, измерения сечений «гигантского» резонанса γp -реакций производятся лишь начиная с энергий γ -кван-

тов, превышающих порог на несколько Мэв (см., например, рис. 6). Поэтому приведенные здесь результаты дают не вклад γ -реакций с образованием

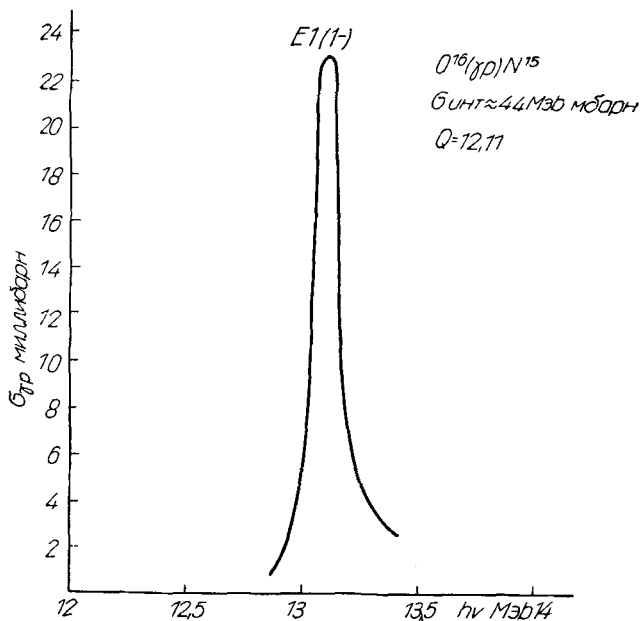


Рис. 4

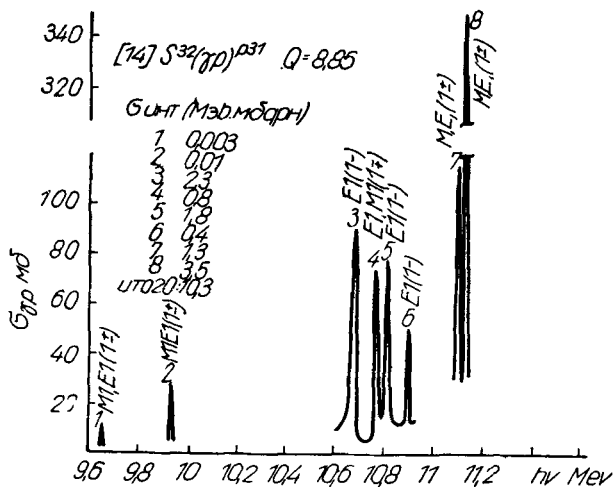


Рис. 5

основного состояния конечных ядер в гигантский резонанс, а дополнение к этому резонансу. Таким образом анализ сведений о $p\gamma$ -реакциях приводит к некоторому увеличению экспериментальных величин сечений погло-

Реакция	Ссылки	Порог (Мэв)	Интервал энергии $\Delta h\nu$ (Мэв)	Энергия уровня (Мэв)	Момент и четность уровня	Характер поглощения γ -кванта	Орбитальный момент протона	σ интеграл (Мэв. мбарн)
$B^{10}(\gamma p) Be^9$ 3^+	5, 6, 7, 8	6,58	6,58—11	6,89	1—	$M2$	SD	} 1,4 } 0,3
				7,48	2—	$E1$	SD	
				8,89	2+	$M1$	P	
				10,83	?	?	?	
$C^{12}(\gamma p) B^{11}$ O^+	5, 9, 10	15,95	15,95—21	16,10	2+	$E2$	P	} 8,2
				16,57	2—	$M2$	SD	
				17,22	1—	$E1$	SD	
				18,39	2+	$E2$	P	
				18,86	?	?	?	
				19,25*	?	?	?	
				20,25	?	?	?	
20,49	?	?	?					
$N^{14}(\gamma p) C^{13}$ 1^+	5, 11	7,54	7,54—9,2	8,06	1—	$E1$	SD	} 2 } ~0,6
				8,62	0+	$M1$	P	
				8,70	0—	$E1$	S	
				9,18	2—	$E1$	D	
$O^{16}(\gamma p) N^{15}$ O^+	13	12,11	12,11—13,5	13,09**	1—	$E1$	SD	4,4
$S^{32}(\gamma p) P^{31}$ O^+	14, 16	8,85	8,85—11,2	9,65	1±	$M1(E1)$	$SD(P)$	} 10,3 } 0,003 } 0,01 } 2,3 } 0,8 } 1,8 } 0,4 } 1,3 } 3,5
				9,932	1±	$M1(E1)$	$SD(P)$	
				10,682	1—	$E1$	P	
				10,772	1±	$E1(M1)$	$P(SD)$	
				10,812	1—	$E1$	P	
				10,915	1—	$E1$	P	
				11,097	1±	$M1(E1)$	$SD(P)$	
11,115	1±	$M1(E1)$	$SD(P)$					

* Уровень обнаружен также в реакции $C^{12}(\gamma n) C^{11}$ [2]

** Уровень обнаружен также в реакции $N^{15}(p\alpha) C^{12}$ [5]

щения γ -квантов (σ_γ) и к уменьшению различия между теоретическими и экспериментальными значениями (σ_γ)_{инт.} для легких ядер, отмеченного, например, в 15. Следует широко привлекать экспериментальные данные о $p\gamma$ - и pn -реакциях для независимой проверки результатов фотоядерных исследований, проводимых, как правило, с широкими спектрами γ

квантов. Было бы, в частности, интересно изучить подобные реакции и в области «гигантского» резонанса. Анализ данных о $p\gamma$ -реакциях без каскадного испускания γ -квантов позволяет сделать определенный вывод о преобладании (хотя и не исключительном) $E1$ — поглощения γ -квантов в этой области энергии. В ряде случаев из этих данных можно сделать также заключение о сечениях анизотропного испускания протонов в γp -реакциях. Например, интегральное сечение для уровней 3, 5 и 6 в реакции

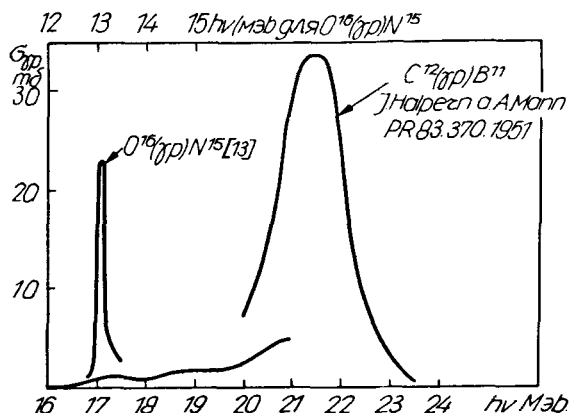


Рис. 6

$S^{32}/\gamma p/P^{31}$, соответствующих испусканию протонов в p -состоянии: $\sigma_{\text{инт.}} = 4,5$ Мэв миллибарн. Следует принимать во внимание вклад отдельных уровней в анизотропное испускание фотонуклонов при сопоставлении спектра углового распределения этих нуклонов с расчетами статистической теории

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 15, 81, 1945.
2. R. N. HASLAM, L. KATZ, R. I. HORSLEY, A. G. CAMERON, R. MONTALBETTI, Phys. Rev. 87, 196, 1952.
3. L. KATZ, R. N. HASLAM, R. I. HORSLEY, A. G. CAMERON, R. MONTALBETTI, Phys. Rev. 95, 464, 1954.
4. J. GOLDBERG A. L. KATZ, Ph. Rev. 95, 471, 1954.
5. F. AJZENBERG A. T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. 27, 77, 1955.
6. S. HUNT, Phys. Rev. 87, 902, 1952.
7. W. F. HORNYAK A. T. COOR, Ph. Rev. 92, 675, 1953.
8. T. M. HAHN, C. W. SNYDER, H. W. WILLARD, J. K. BAIR, E. D. KLEMA, J. D. KINGSTON, F. P. GREEN, Phys. Rev. 85, 934, 1952.
9. T. HUUS A. R. B. DAY, Phys. Rev. 91, 599, 1953.
10. J. K. BAIR, J. D. KINGSTON A. H. B. WILLARD, Phys. Rev. 100, 21, 1955.
11. J. SEAGRAVE, Phys. Rev. 85, 197, 1952.
12. A. K. MANN, J. HALPERN, Phys. Rev. 83, 370, 1951.
13. A. SCHARDT, W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN Phys. Rev. 86, 527, 1952 :

14. E. B. PAUL, H. E. GOVE, A. E. LITHERLAND, G. A. BARTOLOMEW, Phys. Rev. 99, 1329, 1955.
15. ю. К. Хохлов, ДАН 97, 239, 1954.
16. G. R. GROVE, J. N. COOPER, Phys. Rev. 82, 505, 1951.

ON (γp) REACTIONS WITH FINAL NUCLEI IN THE GROUND STATE

By

V. I. GOLDANSKIY

S u m m a r y

It is estimated the contribution of individual levels to photonuclear ($p\gamma$) reactions on five light nuclei (B^{10} , C^{12} , N^{14} , O^{16} , S^{32}) which can be obtained by detailed balance method from experimental data regarding reverse ($p\gamma$) reactions.

The maximum cross sections for (γp) reactions with the formation of ground state final nuclei sometimes exceed by a very large factor the maximum cross sections in «giant» resonance. The integral cross sections amount to about 10% of the integral cross section in «giant» resonance.

One must keep in mind the marked contribution of individual levels in comparing the spectrum and angular distribution of photonucleons with calculations from statistical theory.