

ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ С ВЫЛЕТОМ ОДНОГО ПРОТОНА¹

В 20 томе *Helvetica Physica Acta* за 1947 г. помещена интересная экспериментальная работа Хюрцеля и Веффлера, посвященная изучению ядерного фотоэффекта (реакции (γ, p)). Теория этого эффекта была дана Вайскопфом и Юингом², основывавшимися на известном боровском механизме ядерных реакций. Из их вычислений можно получить отношение эффективных сечений для вылета протона и нейтрона $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$ как функцию энергии возбуждающих γ -лучей, энергии связи вылетающей частицы в исходном ядре и максимальной энергии β -лучей ядра-продукта. Авторы реферируемой работы ставили своей целью проверку этих теоретических предсказаний. Они воспользовались γ -лучами, испускающимися при резонансной реакции лития с протонами $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$. Как известно, эти лучи, обладающие энергией 17,2 MeV, дают почти со всеми элементами фотоэффект с вылетом нейтрона. Поскольку энергии связи протона и нейтрона в ядре вряд ли серьезно отличаются друг от друга, можно было думать, что пойдёт и реакция с вылетом протона (исключая, быть может, тяжёлые ядра, у которых суще-

ственчо возпастает кулоновский барьер). Факт реакции устанавливался по радиоактивности ядра-продукта. Для того чтобы это можно было сделать с какой-то степенью надёжности, необходимо, чтобы а) число возможных после фотоэффекта реакций было весьма ограничено и б) возникающие при этом излучения не маскировались аналогичными активностями, вызванными (γ, n) -процессами на соседних изотопах того же элемента.

Измерения производились на установке, описанной в предыдущих работах одного из авторов с сотрудниками⁸ Протоны для получения γ -лучей ускорялись постоянным электрическим полем (максимальное напряжение — 90 кВ), причём можно было создавать проточный ток до 5—8 мА. Препарат помещался над литевой мишенью в полом цилиндре, толщина стенок которого всегда равнялась по крайней мере максимальному пробегу β -частиц ядра-продукта. Интенсивность γ -лучей непрерывно измерялась счётчиком, помещённым в 1,4 м от мишени за свинцовым экраном толщиной в 1 см (в обычных условиях опыта интенсивность γ -лучей в счётчике была примерно такая, как если бы на месте мишени помещалось 10 мг радия). Активность ядер-продуктов измерялась алюминиевым счётчиком с толщиной стенок в 0,1 мм, внутренним диаметром — 24 мм и длиной — 5 см. Поскольку возникающие при (γ, p) -процессе активности обычно весьма слабы, очень важно было максимально уменьшить фон. Для этого основной счётчик окружался десятью большими (диаметр — 4 см, длина 20 см, толщина стенок — 1 мм) счётчиками из латуни, соединёнными с ним по схеме антисовпадений. Такое устройство уменьшало фон в 5—6 раз.

Авторы определяли выход реакции (под последним они подразумевают активность ядра-продукта при бесконечно долгом освещении γ -лучами заданной «нормальной интенсивности» — 400 импульсов в минуту на счётчике интенсивности). Очевидно, выход реакции A определяется формулой

$$A = \frac{400}{I_{\gamma}} \frac{\int_{t_1}^t \frac{dN}{dt} dt}{e^{-\lambda t} - e^{-\lambda t_2}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda t}}, \quad (1)$$

где t — время облучения, t_1 — время между концом облучения и началом измерения, t_2 — время между концом облучения и концом измерения, I_{γ} — интенсивность γ -лучей (в импульсах в секунду).

Полученные результаты сравнивались с известным выходом ядерного фотоэффекта на меди. Для этого на место препарата ставился пустой медный цилиндр точно такой же формы и размеров, и тем же счётчиком измерялась 10-минутная активность, возникающая при реакции $\text{Cu}^{65} (\gamma, n) \text{Cu}^{62}$. Зная соотношение выходов, легко вычислить отношение эффективных сечений. В самом деле, легко видеть, что при экспоненциальном ходе кривой поглощения β -лучей (что обычно имеет место) выполняется следующее соотношение:

$$c = \frac{A e^{\mu' d_z}}{cnR}, \quad (2)$$

где μ' — коэффициент поглощения β -лучей в алюминии, d_z — толщина стенки счётчика, n — число атомов исходного изотопа в 1 см³, R — средний пробег β -лучей в материале препарата, c — константа, зависящая от интенсивности γ -лучей и угла между направлениями облучения и регистрации. Учитывая, что

$$n = \frac{L \rho \epsilon}{M}, \quad (3)$$

где $L = 6 \cdot 10^{23}$, ρ — плотность, M — молекулярный вес данного изотопа,

ε — его процентное содержание, и выражая K в $г/см^2$, авторы получают для отношения эффективных сечений:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{A_1 M_1 R_2 \epsilon_2}{A_2 M_2 R_1 \epsilon_1} e^{(\mu_1' - \mu_2') d_z} \quad (4)$$

Считая поглощение β -лучей известным (соответствующие данные взяты из работы ⁴), авторы могли, таким образом, определить отношение $\sigma(\gamma, p)$ для данного изотопа к $\sigma(\gamma, p)$ на Cu^{63} . Однако интерпретация результатов осложнялась, как отмечают авторы, одним существенным обстоятельством. Именно, интересующие нас (γ, p) -реакции всегда сопровождаются процессами (n, p) на соседнем изотопе (у которого одним нейтроном меньше, чем у исследуемого), ведущими к тем же активностям, что и реакции (γ, p) . Причины появления нейтронов совершенно ясны: во-первых, при реакции протонов с литием (той самой, при которой испускаются использовавшиеся авторами γ -лучи), возникают ядра бериллия, которые оказываются неустойчивыми и распадаются каждое на две α -частицы. Последние, реагируя с литием ($Li^7(\alpha, n) B^{10}$), образуют нейтроны с энергией 4,3 MeV. Во-вторых, в источник протонов, бомбардирующих мишень, подается обыкновенный водород, всегда содержащий примесь дейтерия, следовательно, в протонном токе будут присутствовать дейтероны. При реакции $D + Li^7$ появляются нейтроны с энергией 14,4 MeV. Интенсивность нейтронов в условиях опыта достигала 75 милликюри радие-бериллиевого эквивалента. Подавая в источник протонов водород, подвергнутый электролизу (т. е. с уменьшенным содержанием дейтерия), авторы могли изменять количество дейтеронов, бомбардирующих мишень. Тем самым можно было выяснить, какая часть интенсивности приходится на долю $(Li + D)$ -нейтронов. Оказалось, что они играют главную роль (из 7,5 милликюри общей интенсивности только 9 относится на счет (α, n) -реакции). Это обстоятельство позволило авторам исключить активность, создаваемые нейтронами. Многократно электролизуя водород, подаваемый в источник протонов, они всё более и более уменьшали количество дейтерия в нём и путём линейной экстраполяции определяли активность при полном отсутствии дейтеронов в протонном токе. Поскольку реакция $Li^7(\alpha, n) B^{10}$, как было показано, не играет роли, эту активность надо приписать протонам, возникающим при интересующем нас (γ, p) -процессе.

Для контроля применялся метод, основанный на резонансном характере реакции $Li^7(p, \gamma) Be^8$: препарат облучался протонами с энергией, слегка отличной от резонансной. При этом интенсивность γ -лучей (и, следовательно, порожденная ими активность) уменьшалась раз в 20, в то время как интенсивность нейтронов изменялась всего в два-три раза. Ничтожную γ -активность можно было определить первым способом, после чего, вычитая её из полной активности, авторы находили нейтронный эффект. В этом случае учитываются все нейтроны, а не только возникающие при реакции лития с дейтеронами. Как отмечают авторы, тот факт, что во всех случаях найденные значения активности, обусловленной (γ, p) -процессом, в пределах ошибок совпадают, является хорошим доказательством того, что (α, n) -нейтроны не играют роли здесь.

Ядерный фотоэффект с вылетом протона был обнаружен на следующих изотопах: Mg^{24} , Mg^{26} , Si^{28} , Si^{30} , Ti^{48} , Ti^{50} , Cr^{52} , Cr^{53} , Se^{77} , Mo^{98} , Pd^{115} , Cd^{112} , Cd^{113} , Sn^{117} и Sn^{118} . При $Z > 50$ эффект обнаружить не удалось, что понятно ввиду значительности кулоновского барьера. Результаты измерений сведены в таблице 1.

Для сравнения с теорией надо знать ещё отношение

$$\frac{\sigma(\gamma, n) \text{ на меди}}{\sigma(\gamma, n) \text{ на исслед. изотопе}} \quad (5)$$

Таблица I

Исходное ядро	Активное ядро-продукт	Период полураспада	$\sigma_{отн.}$ в %
Mg ²⁵	Na ²⁴	14,8 часа	2,83
Mg ²⁶	Na ²⁵	60 сек.	1,56
Si ²⁹	Al ²⁸	2,3 мин.	3,45
Si ³⁰	Al ²⁹	6,7 "	1,26
Ti ⁵⁰	Sc ⁴⁹	57 "	1,62
Cr ⁵³	V ⁵²	3,9 "	8,1
Se ⁷⁷	As ⁷⁶	26,75 часа	4,8
Mo ⁹⁸	Nb ⁹⁷	75 мин.	3,5
Pd ¹⁰⁵	Rh ¹⁰⁴	{ 44 сек. }	7,3
		{ 4,2 мин. }	
Cd ¹¹¹	Ag ¹¹⁰	24,5 сек.	4,4
Cd ¹¹²	Ag ¹¹¹	75 час.	5,3
Cd ¹¹³	Ag ¹¹²	3,2 часа	6,0
Sn ¹¹⁷	In ¹¹⁶	13 сек.	2,9
Sn ¹¹⁸	In ¹¹⁷	117 мин.	1,5

Таблица II

Реакция	Максимальная энергия β -частиц ядра-продукта в MeV	$\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$ экспериментально	$\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$ теоретически (энергия связи 10 MeV)	$\frac{\tau(\gamma, p)}{\tau(\gamma, n)}$ теоретически (энергия связи 7,5 MeV)
Ti ⁵⁰ (γ, p) Sc ⁴⁹	1,8	0,054	$1,2 \cdot 10^{-2}$ *)	—
Cr ⁵³ (γ, p) V ⁵²	1,98	0,324	$4,7 \cdot 10^{-2}$ *)	—
Se ⁷⁷ (γ, p) As ⁷⁶	3,24	0,048	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$
Mo ⁹⁸ (γ, p) Nb ⁹⁷	1,4	0,028	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
Pd ¹⁰⁵ (γ, p) Rh ¹⁰⁴	2,3	0,055	$7,8 \cdot 10^{-5}$	$7,7 \cdot 10^{-4}$
Cd ¹¹¹ (γ, p) Ag ¹¹⁰	2,6	0,034	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
Cd ¹¹² (γ, p) Ag ¹¹¹	0,8	0,040	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
Cd ¹¹³ (γ, p) Ag ¹¹²	2,2	0,046	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$
Sn ¹¹⁷ (γ, p) In ¹¹⁶	2,8	0,022	$7,7 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
Sn ¹¹⁸ (γ, p) In ¹¹⁷	1,73	0,011	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$

*) Энергия связи вычислена по данным Поллардом ⁵ массам соответствующих стабильных изотопов.

Известно, что для различных изотопов одного и того же элемента (в случае средних и тяжёлых ядер) эффективные сечения $\sigma(\gamma, n)$ в пределах ошибок оказываются примерно одинаковыми (см.³). Поэтому авторы считают, что не произойдёт сколько-нибудь существенной ошибки, если взять отношение (5) для меди и соседнего с исследуемым изотопа интересующего нас элемента. Таким образом, авторы получают экспериментальное значение $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$, которое и подлежит сравнению с результатами теории. Для этого, правда, надо знать ещё энергию связи протона (нейтрона) в ядре. Авторы проделали вычисления с двумя значениями последней (10 MeV и 7,5 MeV). Результаты сведены в таблице II на стр. 279. Как видно, теоретические значения оказываются значительно меньше экспериментальных. Результаты для лёгких элементов приведены в таблице III. В случае лёг-

Таблица III

Реакция	$\sigma(\gamma, p)$ на данном изотопе	$\sigma(\gamma, n)$ на данном изотопе
	$\sigma(\gamma, n)$ на меди	$\sigma(\gamma, n)$ на меди
$Mg^{24}(\gamma, n) Mg^{23}$. . .	—	1,1% (16,4 MeV) †
$Mg^{25}(\gamma, p) Na^{24}$	2,84% (12,3 MeV)	—
$Mg^{26}(\gamma, p) Na^{25}$	1,56% (13,0 MeV)	—
$Al^{27}(\gamma, n) Al^{26}$	—	4,0% (14,4 MeV)
$Si^{28}(\gamma, n) Si^{27}$	—	0,7% (16,9 MeV)
$Si^{29}(\gamma, p) Al^{28}$	3,45% (11,7 MeV)	—
$Si^{30}(\gamma, p) Al^{29}$	1,26% (13,7 MeV)	—

ких ядер вероятности (γ, n) - и (γ, p) -процессов оказываются примерно одинаковыми, однако потенциальный барьер здесь все ещё значителен и теоретически этого быть не должно. Авторы считают, что столь резкое (и для средних и для лёгких ядер!) расхождение теории с экспериментом требует изменения боровских представлений о протекании данной ядерной реакции.

В. Азербак

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Hürzel u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **20**, 373 (1947).
2. V. F. Weisskopf a. D. H. Ewing, *Phys. Rev.* **57**, 472 (1940).
3. O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **16**, 33 (1943).
O. Huber, O. Lienhard u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **17**, 195 (1943).
4. O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **18**, 221 (1945).
5. E. Pollard. *Phys. Rev.*, **57**, 1186 (1940).