

ЗАВИСИМОСТЬ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОЗАХВАТА ОТ ЗАРЯДА ЯДРА

Исследование выхода фотоядерных реакций *), проведённое для большого количества элементов, позволяет установить зависимость поперечного сечения поглощения фотона ядром $\sigma(\gamma)$ от атомного номера Z мишени. Ниже излагается содержание двух работ^{1, 2}, посвящённых этому вопросу. Авторы первой работы, используя экспериментальные данные по (γn) -реакциям, вызванным γ -лучами $Li(\gamma)^3$, рассчитывают $\sigma(\gamma)$ для 1) лёгких ядер с Z между 8 и 20; 2) ядер среднего веса Cu и Ni и 3) одноизотопных тяжёлых ядер J , Ta , Bi и U . Для расчёта необходимо знание энергии связи вылетающих частиц, плотности уровней возбуждённых ядер и поперечного сечения проникновения сквозь потенциальный барьер. При рассматриваемом возбуждении возможен вылет одной или двух частиц (протона или нейтрона) в различной последовательности. Данные по энергии связи взяты из обзорного материала, (γn) -и (γp) -экспериментов, бета-спектров, полуэмпирической формулы или из соотношения $L_n + L_{np} = L_p + L_{pn}$, где L_n , L_p — энергии связи первого нейтрона и протона и L_{np} , L_{pn} — энергии связи частицы (протона или нейтрона), вылетающей после испарения первой частицы.

Плотность уровней определяется по полуэмпирической формуле $\omega(\epsilon) = a \exp(b \sqrt{\epsilon})$, где a и b — параметры, получаемые из экспериментальных данных; ϵ — энергия. Для области $15 < A < 70$ значение b , найденное

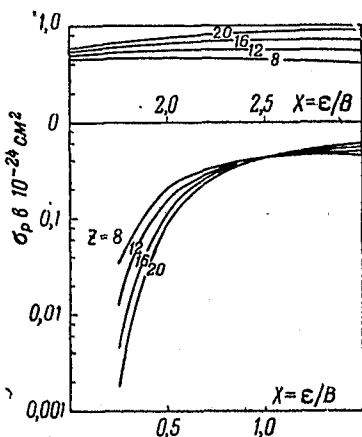


Рис. 1. Поперечное сечение в 10^{-24} см^2 проникаемости для протонов при $Z = 8, 12, 16, 20$. $\chi = \frac{\epsilon}{B}$ — отношение энергии протона к высоте кулоновского потенциального барьера.

*) См. УФН, XLII, 166 (1950).

в работе, составляет $b^2 = 0,14(A - 12) \text{ Мэв}^{-1}$. Практически все данные рис. 1 относятся к начальным ядрам с нечётным A ; плотность уровней для чётных ядер должна быть больше.

Проницаемость барьера сосчитана согласно⁴ для малых Z и $R = 1,4 \cdot A^{1/3} 10^{-13} \text{ см}$ (рис. 1). Проницаемость для нейтронов при $Z > 16$ взята по данным⁵, а при меньших Z по формуле $\sigma_n = 4\pi\lambda/k_0$, где λ — длина волны нейтрона и $k_0 \sim 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$ — волновое число нейтрона в ядре. Поперечное сечение проникновения α -частиц сквозь потенциальный барьер представлено в таблице I.

Таблица I

$Z \backslash x = \varepsilon/B$	0,50	0,75	1,0
8	0,011	0,14	0,34
12	0,0047	0,11	0,44

$R_0 = 1,3 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}$, ε — энергия α -частицы, B — высота потенциального барьера.

Интегрируя по энергиям частиц, авторы получают зависимости полной вероятности вылета протона и нейтрона от энергии возбуждения для $Z = 8, 12, 16, 20$ и 30 и α -частиц для $Z = 8, W = 10 \text{ Мэв}$ и $Z = 12, W = 7 \text{ Мэв}$. Таким образом было рассчитано число нейтронов, испаряющихся из ядер при возбуждении их γ -лучами Li (табл. II).

Таблица II

Число испаряющихся нейтронов (N)

Мишень	N	Мишень	N	Мишень	N
O ¹⁶	0,015	S ³³	0,90	Ni	0,42
F ¹⁹	0,30	S	0,12	Cu ⁶³	0,81
Ne ²⁰	~0,03	Cl ³⁵	0,08	Cu ⁶⁵	0,87
Ne	0,12	Cl ³⁷	0,72	Cu	0,83
Na ²³	0,36	Ar ³⁶	0,073	J	1,2
Mg ²⁴	0,031	Ar	1,0	Ta	1,7
Mg ²⁵	0,92	K ³⁹	0,15	Bi	1,7
Mg ²⁶	0,50	K ⁴¹	0,76	U	2,2
Mg	0,17	Ca ⁴⁰	0,055		
Al ²⁷	0,10	Ca ⁴²	0,91		
Si ²⁸	~0,02	Ca	0,083		
Si	0,10	Ni ⁵⁸	0,29		
P ³¹	0,21	Ni ⁶⁰	0,62		
S ³²	0,077	Ni ⁶¹	0,98		
		Ni ⁶²	0,97		

Как видно из таблицы, а) лёгкие ядра испаряют преимущественно протоны, кроме изотопов, имеющих $N > Z$, которые, наоборот, протоны почти не испаряют; б) для тяжёлых ядер вероятен вылет двух и более частиц; в) для лёгких ядер существует нечётно-чётная корреляция (по Z) в числе испаряющихся нейтронов.

Зная из опыта $\sigma(\gamma n)$, можно рассчитать поперечное сечение захвата фотона ядром $\sigma_\gamma = \frac{\sigma(\gamma n)}{N}$, которое хорошо описывается выражением $\sigma_\gamma = 2,4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$

(рис. 2).

Исключения составляют ядра O, Na и Ca. Во второй работе сопоставляются данные последних фотоядерных экспериментов с полученными ранее теоретическими результатами⁶. Авторы замечают два существенных расхождения. Во-первых, наблюдаемый на опыте выход нейтронов не является плавной функцией Z , как это следует из теории. Это, по видимому, объясняется конкуренцией реакции (γp) . В самом деле⁷, суммарный выход n и p для элементов от Mg_{12} до Zn_{30} плавно растёт с Z . Второе различие заключается в том, что экспериментальный выход фотонейтронов меняется как Z^2 , а не как $\frac{NZ}{A}$ (или $Z^{1,2}$).

Последнее вызвано значительной вероятностью вылета двух нейтронов, растущей с Z , благодаря уменьшению энергии связи нейтрона.

В работе выводится соотношение между интегральным

поперечным сечением $\int \sigma(w) dw$ и наблюдаемым в эксперименте выходом фотонейтронов Y

$$\int_0^\infty \sigma(w) dw = \frac{E_n Y}{1500} \cdot 10^{-24} \text{ Мэв см}^2.$$

Энергия связи нейтрона E_n рассчитана согласно статистической модели для элементов Cu_{29} , J_{53} , Ta_{73} , Bi_{83} и U_{92} .

Для сравнения с экспериментом взяты работы^{7,8}, выполненные на синхротронах с $w = 330$ и 320 Мэв методом родиевых фольг и счётчиков BF_3 . Для выбранных элементов экспериментальное отношение выходов нейтронов в обоих случаях согласуется в пределах от 1,44 до 1,17. Усредняя данные обеих работ, авторы находят, что прямая

$$\int_0^\infty \sigma dw = 0,14 \frac{NZ}{A}$$

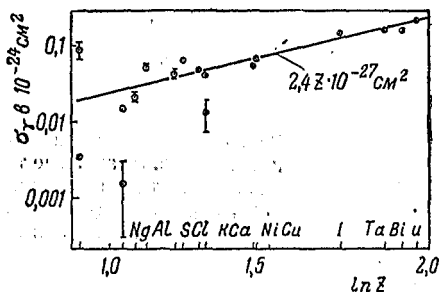


Рис. 2. Поперечное сечение фотозахвата в 10^{-24} см^2 в функции логарифма атомного номера Z .

хорошо согласуется с опытом (рис. 3). Исключение составляет уран, дающий 35%-ное отклонение за счёт фотоделения. При этом

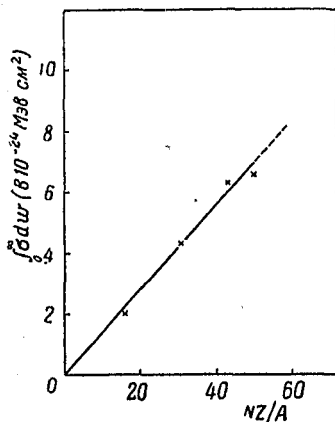


Рис. 3. Интегральное фотоядерное поперечное сечение. Указанные точки соответствуют экспериментальным данным для элементов Cu_{29} , J_{53} , Ta_{73} , Bi_{83} и U_{92} . $N = A - Z$ — число нейтронов в ядре.

отношение вероятностей последнего процесса и реакции (γn) составляет $y = 0,23$.

Таким образом выводы обеих рассмотренных работ сводятся к тому, что в области резонансного поглощения фотонов ядрами ($h\nu \sim 20 \text{ Мэв}$) поперечное сечение такого процесса пропорционально заряду ядра.

Б. Р

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Heidmann and H. A. Bethe, Phys. Rev., 84, 274 (1951).
2. J. S. Levinger and H. A. Bethe, Phys. Rev., 85, 577 (1952).
3. McDaniel, Walker and S. Stearn, Phys. Rev., 80, 807 (1950).
4. V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev., 57, 472 (1940).
5. H. Feshbach and V. F. Weisskopf, Phys. Rev., 76, 1550 (1949).
6. J. S. Levinger and H. A. Bethe, Phys. Rev., 78, 115 (1950).
7. J. Halpern and A. K. Mann, Phys. Rev., 82, 733 (1951).
8. D. W. Kerst and G. A. Price, Phys. Rev., 79, 725 (1950).
9. Terwilliger Jones and Jarmie, Phys. Rev., 82, 820 (1951).