

ИЗМЕРЕНИЯ И РАСЧЕТЫ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ (n,p)  
 ДЛЯ ЯДЕР С  $Z \geq 48$  И  $E_n \approx 10 \pm 20$  МЭВ

Г. Е. Беловицкий

УДК 539.125

Выполнены расчеты энергетической зависимости сечения реакций (n,p) для восьми ядер с  $Z \geq 48$ ; результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Предложен метод определения  $\sigma(n,p)$  в широком интервале  $E_n$  из измерений на двух ядрах: в близком  $Z$  в узком интервале  $E_n$ .

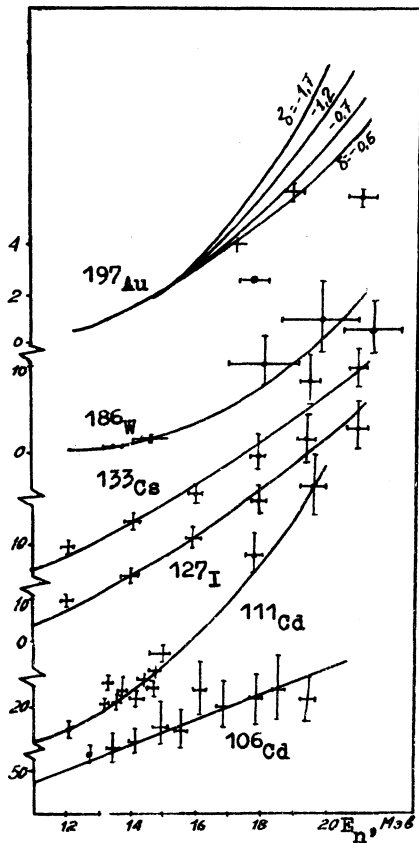
1. В работе /1/ показано, что энергетическая зависимость сечения реакций (n,p) для изотопов свинца в интервале  $E_n = 13,4 + 14,8$  Мэв хорошо описывается с помощью экситонной модели /2/. Целесообразно проверить применимость этой модели для описания  $\sigma(n,p)$  в более широком интервале массовых чисел и энергий нейтронов. Согласно /2/

$$\sigma_{n,p}(E_n) = \frac{K\sigma_c}{g^4 |M|^2 E^3} \int_0^{\epsilon_{\max}} \epsilon \sigma_{inv}(\epsilon) \sum_{\substack{\bar{n} \\ n_0=3 \\ \Delta n=2}} \left| \frac{U}{E} \right|^{n-2} (n+1)^2 (n-1) d\epsilon,$$

где  $K$  - константа, в которой собраны постоянные величины,  $\sigma_c$  - сечение образования составного ядра для нейтронов с энергией  $E_n$ ,  $E$  и  $U$  - энергии возбуждения составного и остаточного ядра, с учетом энергий спаривания  $\delta$ ;  $\epsilon_{\max} = E_n + Q_{np} + \delta$ ,  $\epsilon_{\max}$  - максимальная энергия испускаемого протона,  $Q_{np}$  - энергия реакции,  $\sigma_{inv}(\epsilon)$  - сечение обратной реакции. Значения  $\sigma_c$  взяты из /3/,  $Q_{np}$  из /4/,  $\delta$  из /5/,  $\sigma_{inv}(\epsilon)$  из /3,6/.

Параметрами экситонной модели являются:  $n_0$  - начальное число экситонов (в наших расчетах  $n_0 = 3$ );  $|M|^2$  - среднее значение квадрата матричного элемента взаимодействия экситонов ( $n \rightarrow n+2$ );  $g$  - параметр плотности одночастичных уровней в модели вырожденного Ферми-газа.

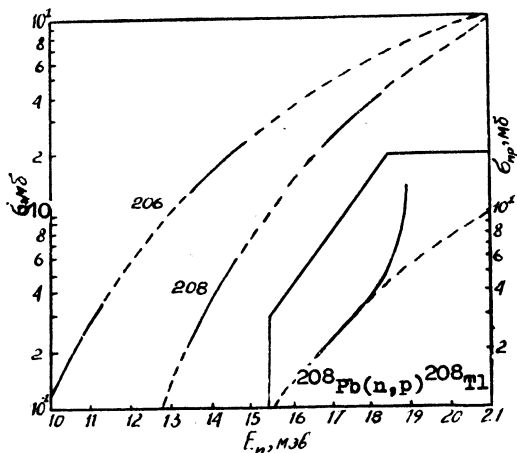
В /2/ показано, что для рассматриваемого интервала энергии нейтронов  $g^4 |M|^2 = \alpha A$ , где  $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-2}$ ,  $A$  - массовое число ядра мишени.



Р и с.1. Энергетическая зависимость  $\sigma_{n,p}$  для ядер  $^{106}, ^{111}\text{Cd}$ ,  $^{127}\text{J}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{197}\text{Au}$ . Сравнение расчета с экспериментом.

Основной вклад в  $\sigma(n,p)$  вносит первый член суммы под интегралом с  $n_0 = 3$ , вклад членов с  $n = 5$  и 7 порядка  $\sim 10\%$ . Поэтому можно ограничиться тремя членами суммы.

На рис. I представлены результаты сравнения расчетов  $\sigma_{np}$  с экспериментальными данными для шести ядер /6/. Теоретические значения сечений реакций (np)  $\sigma_T$  отнормированы при  $E_n = 14$  Мэв по экспериментальным  $\sigma_{\Sigma}$ . Наблюдается хорошее согласие между расче-



Р и с. 2. Энергетическая зависимость  $\sigma_{np}$  для ядер  $^{206}, ^{208}\text{Pb}$ . Сравнение расчета с экспериментом

том и экспериментом для всех ядер за исключением Au. Для этого ядра при  $E_n > 15$  Мэв, помимо большого разброса в экспериментальных данных, имеется неопределенность в расчете, связанная с низкой точностью энергии спаривания в остаточном ядре  $^{197}\text{Pt}$ :  $\delta = 1,2 \pm 0,5$  Мэв. Влияние  $\delta$  иллюстрируют четыре теоретические кривые, соответствующие  $\delta = 1,7; 1,2; 0,7$  и  $0,5$  Мэв.

При изучении энергетической зависимости можно пренебречь расхождением абсолютных значений сечений  $\sigma_T$  и  $\sigma_{\Sigma}$ , которое, как правило, не превышает двукратного. Неравенство  $\sigma_T$  и  $\sigma_{\Sigma}$  обусловлено неточностью эксперимента и модели, поскольку в экситонной модели не учитываются индивидуальные свойства ядер.

2. Теперь рассмотрим (см. рис. 2) экспериментальные данные /I/ и теоретические кривые, полученные для двух изотопов  $^{206}, ^{208}\text{Pb}$ . На примере этих ядер покажем, как из  $\sigma_{\Sigma}$  для  $E_n = 13,4 + 14,8$  Мэв и теоретических кривых можно получить  $\sigma_{np}$  в более широком интер-

вале энергии  $13,4 - \Delta Q_{\text{пр}} < E_n < 14,8 + \Delta Q_{\text{пр}}$ , где  $\Delta Q_{\text{пр}} =$   
 $= Q_{\text{пр}}(^{206}\text{Pb}) - Q_{\text{пр}}(^{208}\text{Pb}) = -0,73 - (-4,2) = 3,5$  Мэв. Возьмем два  
 значения  $E_n$ ,  $E_1$  и  $E_2$  и вычислим  $\alpha = \frac{\sigma_{\text{пр}}(E_2)}{\sigma_{\text{пр}}(E_1)}$  для  $^{206}\text{Pb}$ . Возникает  
 вопрос, при каких  $E_2'$  и  $E_1'$  мы получим такое же  $\alpha$  для  $^{208}\text{Pb}$ . Рас-  
 чет показывает, что при равных значениях верхних пределов интегри-  
 рования в формуле  $\sigma_{\text{пр}}$ .

Для обоих остаточных ядер  $\delta = 0$ , поэтому  $\epsilon_{\text{max}} = E_n + Q_{\text{пр}}$ .  
 Следовательно,  $E_1 + Q_{\text{пр}}(^{206}) = E_1' + Q_{\text{пр}}(^{208})$  и  $E_1' = E_1 + Q_{\text{пр}}(^{206}) -$   
 $- Q_{\text{пр}}(^{208}) = E_1 + 3,5$ ; аналогично  $E_2 = E_2 + 3,5$ . Таким образом,  
 измерения  $\sigma_{\text{пр}}$  для  $^{206}\text{Pb}$  в интервале  $E_n = 13,4 + 14,8$  Мэв соответ-  
 ствуют  $E_n = 16,9 + 18,3$  Мэв для  $^{208}\text{Pb}$ , а измерения  $\sigma_{\text{пр}}$  для  
 $^{208}\text{Pb}$  в интервале  $E_n = 13,4 + 14,8$  Мэв соответствуют  $E_n = 9,9 +$   
 $+ 11,3$  Мэв для  $^{206}\text{Pb}$ . Эти результаты показаны на рис.2 сплошной  
 линией. Видно хорошее согласие с теоретической кривой (пунктир-  
 ной), что еще раз подтверждает применимость экситонной модели  
 для расчета  $\sigma_{\text{пр}} = f(E_n)$ . Такой же результат может быть полу-  
 чен с помощью двух ядер с близким  $Z$ .

3. Энергетическая зависимость  $\sigma_{\text{пр}}$ , рассчитанная в рамках  
 экситонной модели, оказалась полезной и при анализе работы /7/.  
 В этой работе измерялось  $\sigma_{\text{пр}}$  для  $^{208}\text{Pb}$  в интервале  $E_n = 16,3 + 19$   
 Мэв с целью выяснения, возбуждаются ли изобар-аналоговые состо-  
 яния (ИАС) в реакции  $(n, p)$ .

Авторы /7/ пришли к отрицательному выводу на том основании,  
 что функция возбуждения имеет плавный ход (без резонансов). Ре-  
 зультаты представлены на рис.2 в рамке. Сплошная кривая - данные  
 работы /7/. Пунктирная рассчитана нами по экситонной модели.  
 Обе кривые совмещены при  $E_n = 16,3$  Мэв. При  $E_n = 19$  Мэв,  $\sigma_0 \approx 3\sigma_T$ .  
 Такое большое различие заслуживает пристального внимания.

По-видимому, оно обусловлено наложением двух эффектов: 1) возбуж-  
 дения ИАС; 2) какого-то еще процесса, сечение возбуждения кото-  
 рого больше, чем сечение возбуждения ИАС. В результате ИАС оказа-  
 лись ненаблюдаемы.

В заключение отметим, что предложенный в работе метод изме-  
 рения  $\sigma_{\text{пр}}$  в довольно широком, практически важном, интервале  $E_n \approx$   
 $\approx 10 + 20$  Мэв обладает рядом преимуществ: 1) не требует высоковольт-

ных генераторов на 4 Мэв и более, 2) отпадает необходимость работать на тонких мишенях, для которых выход нейтронов уменьшается в 20-50 раз, в результате чего снижается точность и растет трудоемкость измерений.

Этот метод пригоден и для измерения энергетической зависимости реакций  $(n,d)$  и  $(n,\alpha)$ , когда основной вклад в реакцию вносит процесс доравновесной эмиссии.

Поступила в редакцию  
9 июля 1975 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Г. Е. Беловицкий, О. С. Пресняк, Л. В. Сухов, И. И. Мамонтов. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 16 (1974).
2. G. Braga-Marcazzan et al. Phys. Rev., 66, 1938 (1972).
3. F. Becchetti, G. Greenlees. Phys. Rev., 182, 1190 (1969).
4. Nucl. Data Tables, 11, N 2-3 (1972).
5. В. А. Кравцов. "Массы атомов и энергии связи ядер". Атомиздат, М., 1974 г.
6. Handbook on Nuclear Activation Cross Sections, Vienna IAEA (1974).
7. D. Long et al. Can. J. of Phys., 52, 599 (1974).