

ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ
РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ СВИНЦА ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ
13,4–14,8 МэВ

Г. Е. Беловицкий, О. С. Пресняк, Л. В. Сухов,
И. И. Мамонтов

УДК 539.125

Измерена функция возбуждения (n,p) реакций на разделенных изотопах $Pb^{206,207,208}$ для $E_n = 13,4 - 14,8$ Мэв. Реакция (n,p) идентифицировалась по наведенной β -активности.

Экспериментальные данные сопоставлены с расчетом по доравновесной модели. Наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментом и расчетом.

Статистическая теория ядерных реакций не в состоянии описать экспериментальные данные по реакциям, вызываемым частицами с энергией > 10 Мэв. В связи с этим в последние годы развиваются новые модельные представления, в которых установлена важная роль неравновесных процессов. Среди этих близких по физической сущности моделей наиболее простой является экситонная, в которой состояния возбужденного ядра классифицируются по числу частиц и дырок, называемых экситонами $/I/$. Модель позволяет рассчитать интегральный доравновесный энергетический спектр частиц и сечение реакции.

Изучение (n,p) реакций под действием быстрых (13–15 Мэв) нейтронов на тяжелых ядрах ($A > 200$) позволяет наиболее корректно проверить различные модели и в частности экситонную, так как в этом случае испускание протонов из компаунд-ядра подавлено кулоновским барьером $/2/$ и реакция целиком обусловлена процессом доравновесной эмиссии.

В работе впервые изучалась энергетическая зависимость сечения (n,p) реакций на изотопах свинца – 206, 207 и 208 для нейт-

ронов с энергией 13,4–14,8 Мэв. Реакция (n, p) идентифицировалась по наведенной β -активности. Характеристики изучаемых реакций приведены в таблице I. β -спектры всех изотопов идентичны по форме и являются однократно запрещенными ($lgft \sim 5$). У изотопов Pb^{207} и Pb^{208} имеются конкурирующие реакции. Вклад реакций $\text{Pb}^{207}(n, d)$ и $\text{Pb}^{208}(n, d)$ по нашим оценкам не превышает нескольких процентов. Активности, связанные с реакциями $\text{Pb}^{208}(n, p)$ и $\text{Pb}(n, \alpha)$, определены из анализа кривых радиоактивного распада.

Таблица I

Изотоп	Q_{np} , Мэв	$T_{1/2}$, мин	$E_{\beta \max}$, Мэв	E_{γ} , Мэв
Pb^{206}	- 0,75	4,19	1,52	нет
Pb^{207}	- 0,65	4,77	1,4	нет
Pb^{208}	- 4,20	3,1	1,3, 1,8	0,4–2,6

Использовались образцы высокой степени обогащения и чистоты. Изотопный состав приведен в работе /3/.

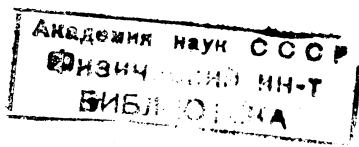
Образцы - пластинки размером 50x30x0,8 мм. Толщина образцов превышает пробег β -частиц. Расстояние между центрами образца и мишени ≤ 13 см.

Энергия нейтронов, получаемых в реакции (d, t) на толстой мишени, изменялась установкой образца под разными углами относительно пучка дейтронов, ускоренных до 300 кэв.

Активность образцов измерялась на серийных установках УФМ-1500 М с переделанным блоком датчиков. Блок датчиков представлял собой два торцевых счетчика СБТ-13, установленных окнами друг к другу ($\sim 4\pi$ -геометрия).

Измерение энергетического хода сечений проводилось относительным методом. В качестве опорного был взят угол 160° , соответствующий $E_n = 13,4$ Мэв.

При обработке экспериментальных данных учитывалось влияние целого ряда факторов: угловая анизотропия, поглощение нейтронов в мишенном устройстве, осевая неустойчивость пучка на мишени,



влияние изотопного состава и т.д. Вклад примесей в начальную активность $\sim 3\%$.

В работе также измерены сечения (n,p) реакций. При этом использовалось измеренное при $E_n = 14,5$ Мэв сечение реакции $Bi(n,\alpha)$, равное $(0,52 \pm 0,1)$ мб /4/. Поскольку в реакции $Pb^{206}(n,p)$ образуется то же конечное ядро, то сравнивая β -активность образцов, можно по известному сечению реакции (n,α) для Bi определить $\sigma(n,p)$ для Pb^{206} . Для других изотопов свинца $\sigma(n,p)$ получены из сравнительных измерений с Pb^{206} . Абсолютная точность измерений в основном определяется точностью $\sigma(n,\alpha)$ для Bi и составляет 20%.

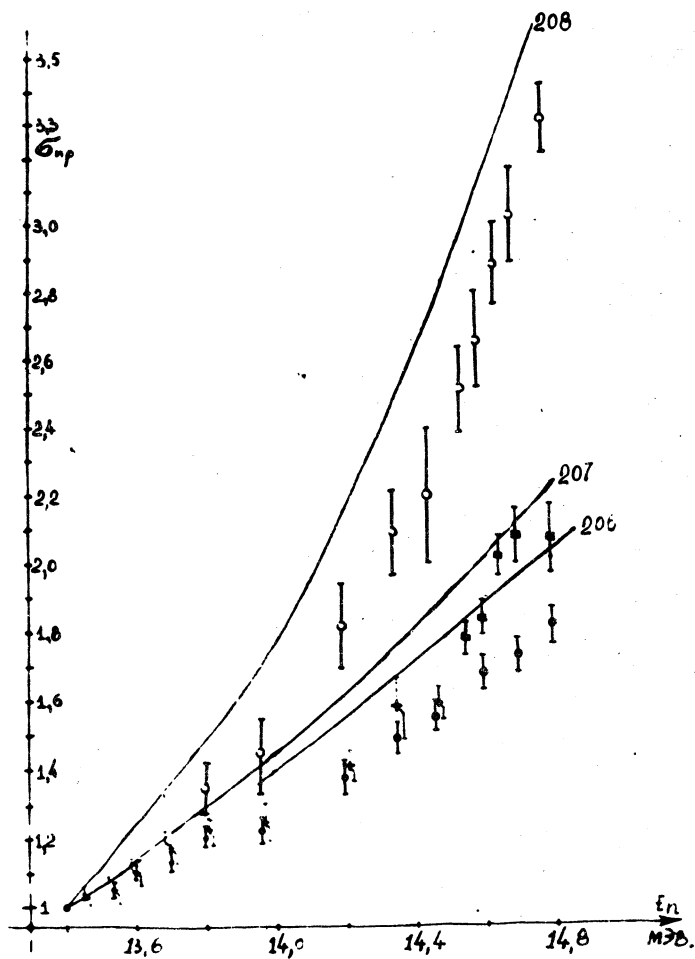
На рис. 1 приведены экспериментальные данные об энергетической зависимости сечений (n,p) реакций для трех изотопов свинца. По оси абсцисс отложена энергия нейтронов в Мэв, по оси ординат сечение реакции в относительных единицах $\sigma(E)/\sigma(E_0)$ ($E_0 = 13,4$ Мэв). На этом же рисунке приведены теоретические кривые, рассчитанные по экситонной модели /2/.

При расчете сечений вводились поправки на энергию спаривания в составном и остаточном ядре. При изменении энергии нейтронов от 13,4 до 14,8 Мэв сечения реакций для изотопов 206, 207 и 208 возрастает в 1,8 ; 2,1 и 3,3 раза соответственно. Наблюдается удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментом.

Перейдем к рассмотрению абсолютных сечений (n,p) реакций. Экспериментальные и теоретические данные приведены в таблице 2, столбцы 2 и 3; в столбцах 4 и 5 приведены значения сечений, полученных в работах /5,6/ на основе полуэмпирических формул. Из анализа этих данных можно сделать качественные выводы о зависимости сечения (n,p) от Q_{np} и структурных характеристик остаточных ядер.

Таблица 2

Изотоп	Эксперимент $\sigma(n,p)$, мб	Теоретические значения $\sigma(n,p)$, мб		
			/5/	/6/
Pb^{206}	$1,9 \pm 0,1$	1,97	2,6	3,6
Pb^{207}	$1,6 \pm 0,1$	1,32	2,4	1,8
Pb^{208}	$0,5 \pm 0,1$	0,2	1,98	0,9



Р и с. 1. Энергетическая зависимость сечения (n,p) реакции.
 \bullet - Pb^{206} , \blacksquare - Pb^{207} , \circ - Pb^{208} , кривые - расчет по экситонной модели

у Pb^{206} и Pb^{207} энергии реакций Q_{np} практически одинаковы, сечения же различаются на ~20%. Это различие можно объяснить различием плотности уровней у остаточных ядер Tl^{206} и Tl^{207} . Первое ядро НН, а второе ядро НЧ магическое по нейтронам. Для этих ядер экситонная модель дает различие в $\sigma(n,p)$, согласующееся с опытом. Экспериментальные значения сечений реакций (n,p) для Pb^{206} и Pb^{208} различаются примерно в четыре раза, тогда как согласно экситонной модели должны различаться в 10 раз. Это расхождение между расчетом и экспериментом, как нам кажется, можно объяснить влиянием спинов уровней составных и остаточных ядер на величину $\sigma(n,p)$, поскольку плотность уровней у обоих остаточных ядер одинакова.

При поглощении нейтронов с энергией ~ 14 Мэв основной вклад вносят нейтроны с орбитальным моментом количества движения $l_n = 3 \div 8$.

Испускаемые в реакции протоны должны иметь $l_p \leq 3$, так как с ростом l_p уменьшается проникаемость барьера, и тем сильнее, чем меньше энергия протонов. Поэтому, если спины нижних уровней остаточного ядра имеют большие значения, то переход на них облегчен. В области энергии возбуждения до 1 Мэв, где спины уровней (I) известны, их значения для Tl^{206} лежат в пределах $0 \leq I \leq 3$, тогда как для Tl^{208} $3 \leq I \leq 6$. Последнее обстоятельство и обеспечивает большее возрастание $\sigma(n,p)$ для Pb^{208} по сравнению с расчетом.

Из приведенных экспериментальных данных следует:

1. Различие в возрастании $\sigma(n,p)$ с энергией нейтронов для трех изотопов свинца обусловлено изменением проникаемости кулоновского барьера с изменением Q_{np} реакций.

2. Абсолютные значения $\sigma(n,p)$ зависят не только от Q_{np} , но и от плотности уровней и спинов уровней остаточных ядер.

Экситонная модель хорошо описывает энергетический ход сечений, но такого согласия нет для абсолютных сечений, поскольку в модели не учитываются индивидуальные характеристики ядер.

Авторы выражают благодарность И. Я. Бариту и И. М. Франку за полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию
22 марта 1974 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. J. Griffin. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 57 (1966).
2. G. M. Vraga-Marcazzan et al. *Phys. Rev C*, 6, 1938 (1972).
3. Г. Е. Беловицкий, Л. И. Колесникова, И. М. Франк. *Я.Ф. XV*, 662. (1972).
4. R. F. Coleman, B. E. Hawker et al. *Proc. Phys. Soc.*, A73, 215 (1959).
5. В. Н. Левковский и другие. *ЖЭТФ*. 45. 305, 1963.
6. D. Gardner. *Nucl. Phys.*, 29, 373 (1962).