

РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 13-17 МэВ

Б. А. Бенецкий, А. В. Клячко

УДК 539.172.4

Проведены расчеты нейтронных сечений для Pb^{207} в области энергий 13 - 17 Мэв по оптической модели. Подгонка параметров оптического потенциала проведена по экспериментальным данным в области $13 < E < 15,5$ Мэв. Показано, что в области $16,3 < E < 17,3$ Мэв энергетический ход сечений отличается от предсказываемого оптической моделью.

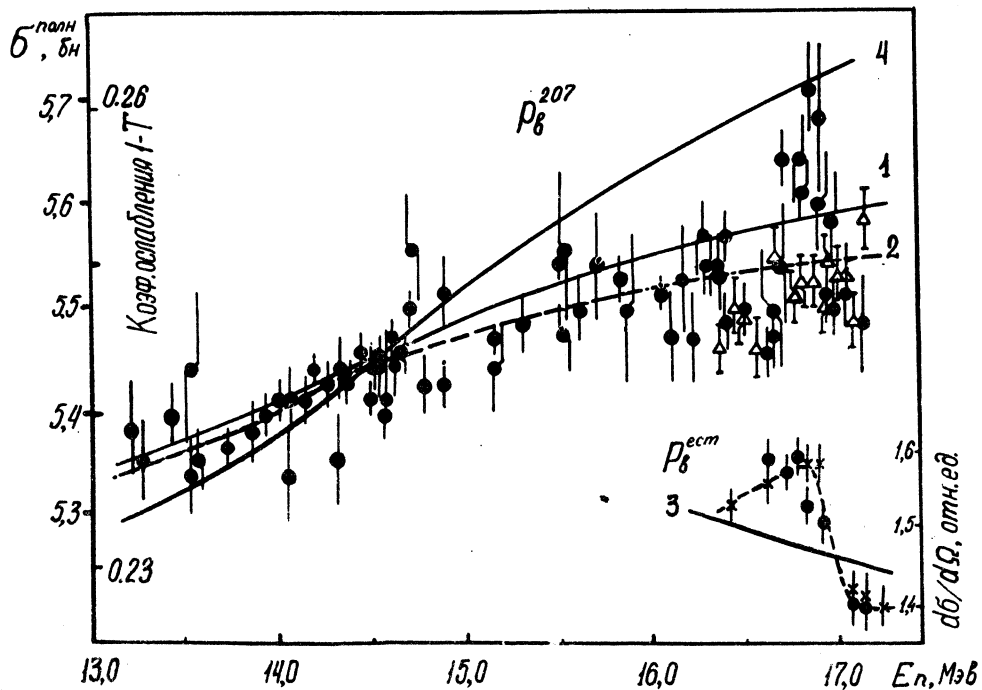
С целью изучения взаимодействия нейтронов с тяжелыми ядрами ранее были проведены измерения нейтронных сечений $\sigma_{\text{ПОЛН}}$ для изотопов Pb^{206} , Pb^{207} , Pb^{208} /1,2/. Точность измерения абсолютных значений $\sigma_{\text{ПОЛН}}$ в этих экспериментах не превышает 2%, однако относительный ход сечений измерен значительно точнее (около 0,7%).

Исследованные зависимости $\sigma_{\text{ПОЛН}}(E)$ для изотопов Pb^{206} и Pb^{208} имеют монотонный характер в области $13,5 < E < 16,0$ Мэв. Данные, полученные для Pb^{207} , указывают, кроме того, на наличие в ходе сечения и особенности резонансного характера при энергии около $E = 16,8$ Мэв /2/. Эти результаты для Pb^{207} приведены на рис.1. Доля резонансной части сечения составляет примерно $4 \cdot 10^{-2}$, ее абсолютная величина около 200 мбарн.

Были проведены также измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния $d\sigma/d\Omega$ на естественной смеси изотопов свинца /2/. Полученные данные подтвердили существование особенности резонансного характера в ходе сечений вблизи энергии $E = 16,8$ Мэв. Экспериментальные данные для угла рассеяния $\theta = 60 \pm 5^\circ$, представленные на рис.1 внизу, могут быть хорошо описаны зависимостью типа

$$A(E - E_0) / \left[(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4 \right]$$

с параметрами $E_0 = 16,9$ Мэв и $\Gamma = 200$ эв.



Р и с. 1. Сечение взаимодействия нейтронов с Pb^{207} (левая шкала, ● - /2/, ▲ - /9/). Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на $\text{Pb}^{\text{ест}}$ на угол $60^\circ \pm 5^\circ$ (правая шкала, /2/).

Эти результаты были интерпретированы как возбуждение нейтронами изобар-аналогового состояния ядра Γ_1^{208} . Значение ширины аналогового резонанса может быть оценено из эмпирической зависимости $\Gamma_{1/2}$ (ширины на половине высоты) от параметра $Z^2/A^{1/3}$ типа приведенной в работе /4/. В цитируемой статье для области средних ядер приводится формула

$$\Gamma_{1/2} = 0,095 \cdot Z^2/A^{1/3} \quad (1)$$

Однако для тяжелых ядер такая оценка дает заниженные значения $\Gamma_{1/2}$. По-видимому, лучшее согласие можно получить из соотношения

$$\Gamma_{1/2} = 15 + \frac{Z^2 \cdot A^{-1/3}}{100} + 1,1905 \left(\frac{Z^2 \cdot A^{-1/3}}{100} \right)^2 \quad (2)$$

Формула (2), полученная на основании систематизации экспериментальных данных для $20 < Z < 60$, в области средних ядер дает практически такое же согласие с экспериментальными данными, что и (1), а для соседнего с Рь ядра Bi^{209} расчет по формуле (1) приводит к $\Gamma_{1/2} = 107$ кэв, по формуле (2) - к $\Gamma_{1/2} = 197$ кэв, в то время как эксперимент дает для Bi^{209}

$$\Gamma_{1/2} = 220 \pm 20 \text{ кэв.} \quad (3)$$

Таким образом, величина $\Gamma = 200$ кэв для Рь находится, по-видимому, в удовлетворительном согласии с данными о ширинах аналоговых резонансов.

Усредненная зависимость $\sigma_{\text{полн}}(E)$ для Рь в широком интервале энергий характеризуется чередованием максимумов и минимумов (эффект Рамзауэра). В рамках оптической модели, в предположении линейной зависимости энергетических параметров потенциала от энергии нейтрона удается удовлетворительно описать $\sigma_{\text{полн}}(E)$ в интервале энергий от 2,5 до 110 Мэв. Для естественной смеси изотопов свинца при $E_n \geq 10$ Мэв расчет совпадает с экспериментом в пределах ошибки $\sim 2\%$ (/5/, кривая 4 на рис. I). Интервал энергий, показанный на рис. I, соответствует области подъема сечения от минимума при энергии около 11 Мэв к максимуму при $E = 19$ Мэв в ходе $\sigma_{\text{полн}}(E)$ для Рь^{ест.}

С целью сопоставления полученных для изотопов свинца данных с предсказаниями оптической модели и, в дальнейшем, для

определения параметров предполагаемого резонанса были предприняты расчеты на ЭВМ.

Алгоритм решения уравнения Шредингера с оптическим потенциалом в основном аналогичен описанному в работе /6/. Для повышения точности и уменьшения времени счета программа построена следующим образом: расчет логарифмической производной волновой функции нейтрона λ проводится для четырех довольно больших значений шага интегрирования h , затем производится экстраполяция к нулевому значению h . Как показано в работе /6/, при решении уравнения Шредингера с потенциалом в виде прямоугольной ямы (которое имеет точное решение) результат экстраполяции отличается от точного значения λ меньше, чем на $5 \cdot 10^{-4}\%$, хотя значения h довольно велики (от $1/28$ до $1/22$ интервала интегрирования). В нашем случае точность расчета, по-видимому, не ниже $0,1\%$.

Расчеты сечений проводились для оптического потенциала с размытым краем и поверхностным поглощением, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Из данных, приведенных в работе /7/, следует, что спин-спиновым взаимодействием в задачах подобного рода можно пренебречь, поэтому спин ядра-мишени не учитывался. В расчете использовали постоянные значения параметров оптического потенциала во всем интервале энергий $I3-I7$ Мэв.

Расчеты проведены на ЭВМ М-220. Программа была предварительно составлена на языке АЛМИР и отложена на ЭВМ МИР-I, и затем транслирована на М-220 с помощью транслятора, описанного в работе /8/. Это существенно снизило затраты времени и упростило отладку программы. По оценкам авторов работы /8/, время отладки программы с помощью транслятора МИР-I - М-220 примерно в 10 раз меньше, чем при использовании транслятора АЛГОЛ-60, и в 100 раз меньше, чем при программировании в кодах М-220.

При подборе параметров оптического потенциала для дальнейших расчетов были выбраны значения параметров, близкие к общепринятым /6/ и дающие хорошее согласие с экспериментальными данными $\sigma_{\text{ПОЛН}}(E)$ для ${}^{207}\text{Pb}$ в области $13,5 \leq E \leq 15,0$ Мэв, где не ожидается проявления резонансной структуры сечений.

Результаты расчетов $\sigma_{\text{ПОЛН}}(E)$ (кривая I) и $d\sigma/d\Omega$ (кривая 3) представлены на рис. I. В соответствии с условиями эксперимента значения $d\sigma/d\Omega$ усреднены по интервалу углов $\Delta\vartheta 55^\circ-65^\circ$. Резуль-

таты наших расчетов $\sigma_{\text{полн}}(E)$ удовлетворительно согласуются с данными /5/ в области 13–15 Мэв и с экспериментальными данными в том же интервале энергий. Систематическое отклонение экспериментальных точек в области $15,5 \leq E \leq 17,2$ Мэв от расчетных кривых 1 и 4 может быть следствием резонансного характера сечения в этой области. Гладкая кривая (полином третьего порядка), проведенная по всем экспериментальным точкам методом минимума χ^2 , лежит ниже кривых, рассчитанных по оптической модели. Такой "заниженный" ход сечения может объясняться интерференцией резонанса при энергии около 16,8 Мэв с фоном "оптического" сечения. Кроме /1,2/, сечение $\sigma_{\text{полн}}(E)$ на Pb^{207} в интервале энергий 16,3–17,2 Мэв в последнее время измерялось в работе /9/ в условиях сравнительно "плохой" геометрии. Экспериментальные точки (треугольники на рис.1) ложатся вблизи кривой 2, проведенной по методу минимума χ^2 , однако особенности в ходе сечения авторами работы /9/ не обнаружено.

Как указывалось выше, экспериментальные данные /2/ об энергетическом ходе дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ могут быть описаны зависимостью типа

$$A(E - E_0) / [(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4] \quad (4)$$

Максимальное отклонение экспериментальных точек от рассчитанной по оптической модели кривой 3 (см.рис.1) составляет около 12%. Поскольку измерения /2/ были проведены с образцом из $\text{Pb}^{\text{ест}}$, в котором содержится около 25% Pb^{207} , можно ожидать, что в ходе сечения $d\sigma/d\Omega$ на Pb^{207} резонансный эффект имеет величину до 50%. Вероятно, в ходе дифференциального сечения рассеяния вперед также существует резонансный эффект, который может достигать значительной величины. В дальнейшем для параметризации хода сечений в области около 16,8 Мэв, а также для учета рассеяния нейтронов из образца в детектор (в работе /9/ поправка на этот эффект составляет 14%, в работе /2/ - 3%) предполагается провести расчеты сечений с учетом резонансной части амплитуды рассеяния.

Авторы благодарят В. И. Пелипенко за помощь в проведении этой работы, а также В. В. Нефедова, И. М. Франка и И. В. Штра-ниха за интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию

7 января 1974 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Бенецкий, В. В. Нефедов, И. М. Франк, И. В. Штраних. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 3, 75 (1972).
2. Б. А. Бенецкий, В. В. Нефедов, И. М. Франк, И. В. Штраних. Ядерная физика, 17, 21 (1973).
3. S. Zaidi, J. Parish, J. Kullock, P. von Brentano. Phys.Rev., 165, N4, 1312 (1968).
4. M. Harchol, A. Jaffe, J. Zioni, Ch. Drory. Nucl. Phys., A90, 473 (1967).
5. T. Tamura. "Nuclear Structure". International Atomic Energy Agency, Vienna, 213 (1968).
6. Г. И. Марчук, В. Е. Колесов. "Применение численных методов для расчета нейтронных сечений". Атомиздат, М., 1970 г.
7. П. Е. Ходгсон. "Оптическая модель упругого рассеяния". Атомиздат, М., 1966 г.
8. В. И. Пелипенко, И. В. Штраних. Препринт ФИАН № 119, 1973 г.
9. Дж. Д. Андерсон, Г. Г. Баршалл, Дж. Дэвис. Ядерная физика (1974) (в печати).