

## Исследование инклюзивных спектров протонов в реакции $^{27}\text{Al}(p,xp)$ при энергиях 30-90 МэВ

Темір Шерхан Жаңабайұлы

[t.sherkhan10@gmail.com](mailto:t.sherkhan10@gmail.com)

Магистрант 2-курса по специальности «Ядерная физика» ЕНУ им. Л.Н.Гумилева,

Нур-Султан, Казахстан

Научный руководитель – Т.К. Жолдыбаев

Разработка фундаментальной концепции механизма предравновесного распада в ядерных реакциях, отражающая динамику образования и эволюции возбужденной системы к равновесному состоянию, является актуальной задачей теории ядерных реакций. Исследования предравновесных процессов позволяют глубже понять динамику релаксационных процессов в высоковозбужденном ядре, выявить роль различных механизмов ядерных реакций. Открывающиеся, в результате систематических исследований, возможности описания спектров эмиссии вторичных частиц находят применение в прикладных областях. Например, при конструировании ускорителей, безопасных и безотходных гибридных ядерно-энергетических установок, при расчетах распределений первично выбитых атомов в радиационном материаловедении для конструирования реакторов-размножителей, термоядерных реакторов и космической техники.

Исследования по теме связаны с получением ядерных констант (сечений) и уточнением механизма ядерных процессов, инициированных протонами, для тестирования соответствующих теоретических моделей и основанных на них вычислительных кодов.

Измерения инклюзивных сечений ядерных реакций  $(p,xp)$  на ядре  $^{27}\text{Al}$  были выполнены на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики с использованием протонного пучка с энергией 30 МэВ. Измерения проводились с использованием рассеивающей камеры диаметром 60 см, оснащенной поворотным спектрометром, системами привода мишени, коллимационной системы и цилиндра Фарадея для измерения полного количества частиц, проходящих через мишень. Использовалась стандартная  $\Delta E-E$  методика для регистрации и идентификации продуктов ядерных реакций.

Ошибки в измеренных сечениях включали в себя неопределенность в определении толщины мишени (5%), калибровку интегратора (1%) и телесного угла спектрометра (1,3%). Энергия протонного пучка измерялась с точностью 1,2%. Статистическая ошибка количества обнаруженных частиц, зависевшая от их типа и энергии, составляла 1,8% для протонов и 1,15% для частиц. Интегральные сечения реакции  $^{27}\text{Al}(p,xp)$  при энергии протонов 30 МэВ, показаны на рис. 2.

Экспериментальные результаты для реакций  $(p,xp)$  на ядре  $^{27}\text{Al}$  при  $E_p = 30$  МэВ сравнивали с библиотекой ядерной данных TENDL-2019 [1], основанной на расчетах в рамках программы TALYS. В этом коде теоретический анализ выполнялся в рамках модифицированной версии двухкомпонентной экситонной модели [2].

Ядро в экситонной модели [2, 3] трактуется как система фермионов со слабым двухчастичным остаточным взаимодействием, а возбужденные состояния классифицируются числом квазичастиц (экситонов)  $n = p+h$ , где  $p$  – число частиц выше энергии Ферми  $\epsilon_F$ ,  $h$  – число дырок ниже  $\epsilon_F$ . Реакция протекает по следующей схеме: вошедший в область ядерного потенциала нуклон в результате первого взаимодействия с составляющей ядра образует входное 3-квазичастичное состояние типа  $2p1h$ , причем все конфигурации этого состояния предполагаются равновероятными. Двухчастичный характер остаточного взаимодействия приводит к тому, что из состояния  $n$  система может непосредственно попасть лишь в состояния  $(n\pm 2)$ . Поскольку на начальной стадии реакции переход к большим значениям  $n$  означает существенное расширение конфигурационного пространства, наиболее вероятными оказываются переходы с  $\Delta n = +2$ . Следовательно, возбужденная система будет

преимущественно развиваться в сторону состояний возрастающей сложности, последовательно проходя состояния с  $n = 5, 7, 9$  и т.д. С приближением к равновесию переходы с  $\Delta n = 0$  и  $-2$  приобретают все большее значение. В состоянии динамического равновесия, характеризуемого средним числом экситонов  $\bar{n}$ , все три допустимых типа переходов равновероятны, и таким образом, обе стадии процесса в рамках модели описываются одинаково. При этом на каждом этапе существует возможность эмиссии частиц в конечные открытые каналы реакции (рис. 1).

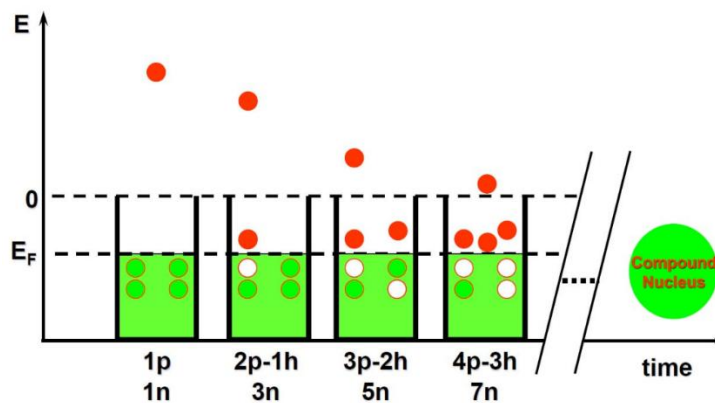


Рис. 1. Схематическая иллюстрация предравновесного процесса

Интерпретация ядерных реакций в терминах экситонной модели предравновесного распада приводит к необходимости расчета фигурирующих в них плотностей возбужденных состояний ядра. В дальнейшем они используются для расчета вероятностей внутриядерных переходов. Также плотности состояний остаточного ядра используются в феноменологической модели для расчетов прямых трансфертных реакций.

В двухкомпонентной модели протонные и нейтронные степени свободы учитываются раздельно [2]. Состояние ядра характеризуется четырьмя параметрами  $p_\pi$ ,  $h_\pi$ ,  $p_\nu$  и  $h_\nu$ , где  $p$  и  $h$  обозначают частичные и дырочные, а  $\pi$  и  $\nu$  протонные и нейтронные степени свободы, соответственно. Эти четыре параметра связаны с параметрами однокомпонентной модели соотношениями  $p = p_\pi + p_\nu$  и  $h = h_\pi + h_\nu$ . Их также можно комбинировать, чтобы получить полное число  $n$  экситонов  $n = p + h = p_\pi + h_\pi + p_\nu + h_\nu = n_\pi + n_\nu$ .

Компаунд ядро формируется с частично-дырочной конфигурацией, которая учитывает налетающие нуклоны как частичные степени свободы и не учитывает дырочные степени свободы. Такая конфигурация обозначается как  $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) = (Z_a, 0, N_a, 0)$ , где  $a$  относится к бомбардирующей частице.

Предполагается, что разность между числом частиц и дырок в процессе перехода в равновесное состояние остается постоянной и для компаунд ядра  $p_\pi - h_\pi = Z_a$ ,  $p_\nu - h_\nu = N_a$  и  $p - h = A_a$ , где  $A_a$  массовое число налетающей частицы. Это условие не всегда выполняется, особенно при приближении к состоянию равновесия, но вполне адекватно для предравновесных вычислений.

Для описания полных инклюзивных спектров рассеянных частиц экситонную модель предравновесного распада необходимо дополнить другими возможными механизмами ядерных реакций. Они включают в себя прямые процессы передачи нуклона (реакции срыва и подхвата, обмен), неупругое рассеяние, прямое выбивание частицы (включая кластерные степени свободы). В низкоэнергетической части спектра была учтена эмиссия частиц из равновесного состояния в рамках модели Хаузера-Фешбаха.

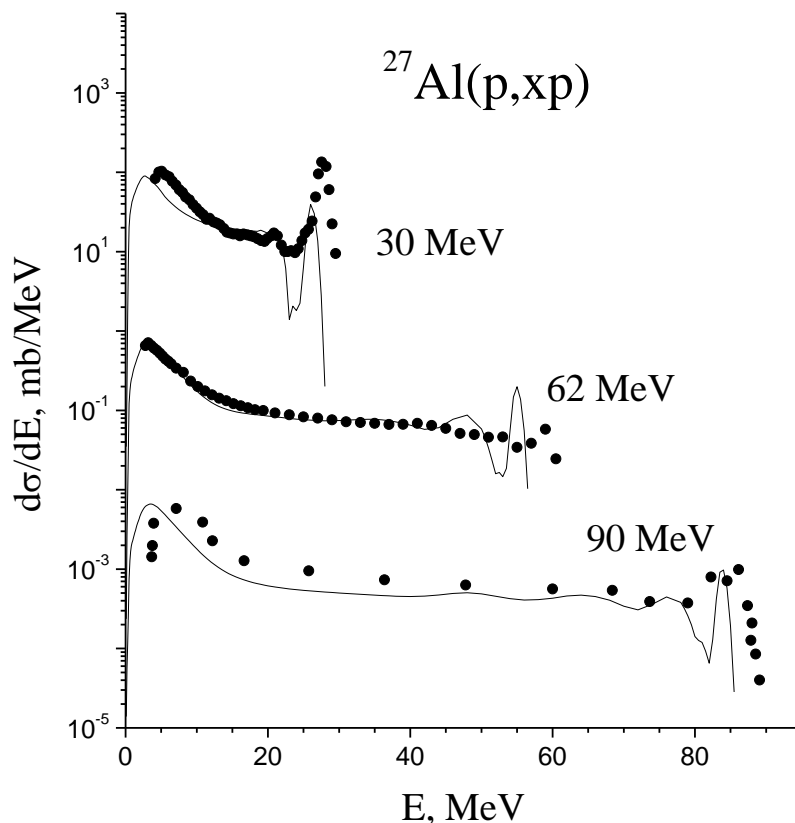


Рис. 2. Сравнение экспериментальных интегральных сечений реакций  $^{27}\text{Al}(p,xp)$  с расчетами по программе TALYS. Точки – эксперимент, линии – теоретическая кривая

На рисунке 2 приведено сравнение теоретических и экспериментальных данных по интегральным сечениям реакций (p,xp) на ядре  $^{27}\text{Al}$ . Кроме того, расчеты в рамках TENDL-2019 были сделаны для ядра  $^{27}\text{Al}$  при энергиях 62 МэВ и 90 МэВ [5]. Получено удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных значений в области энергий, соответствующих предравновесному механизму.

Полученные экспериментальные результаты восполняют отсутствующие величины сечений исследованных реакций и могут быть использованы при разработке новых подходов теории ядерных реакций, а также при конструировании безопасных и безотходных гибридных ядерно-энергетических установок, расчетах распределений первично выбитых атомов в радиационном материаловедении, космической технике.

#### Список использованных источников

1. Koning A.J., Rochman D., Sublet J., Dzysiuk N., Fleming M. and van der Marck S. TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology // Nuclear Data Sheets. – 1999. – Vol.55 - P.1.
2. Kalbach C. Two-component exciton model: Basic formalism away from shell closures // Phys. Rev. C. – 1986. Vol. 33. - P.818-833.
3. Griffin J. J., Statistical model of intermediate structure // Phys. Rev. Lett.- 1966. – Vol. 17. - P.478-481.