

## НАБЛЮДАЛСЯ ЛИ ${}^5\text{H}$ В РЕАКЦИИ ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)$ ?

А.А.Коршенинников, Е.Ю.Никольский, А.А.Оглоблин

Показано, что интерпретация спектра протонов из реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)$  как наблюдение резонанса  ${}^5\text{H}$  не является единственно возможной, экспериментальные данные удается хорошо описать с учетом взаимодействия двух нейтронов в выходном канале. Учет вклада резонанса  ${}^4\text{H}$  приводит к другим, чем в  ${}^1$  резонансным параметрам  ${}^5\text{H}$ .

В недавней работе  ${}^1$ , посвященной изучению ядер, удаленных от линии стабильности, были в частности, проведены измерения спектра энергичных протонов ( $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$ ) из реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)$  при  $E_{\pi^-} = 125$  МэВ. Экспериментальные данные (гистограмма на рис.1, а) демонстрировали превышение над расчетной зависимостью для фазового пространства четырех частиц ( $p + n + n + {}^3\text{H}$ ), отнормированной в энергичной части спектра. Отмеченное превышение, показанное на рис.1, имеет характерную форму; в качестве возможной интерпретации авторами выдвинуто предположение о существовании резонанса  ${}^5\text{H}$  с энергией распада 11 МэВ и шириной 14 МэВ. В настоящей работе производится анализ этого экспериментального материала с помощью подходов, аналогичных использовавшимся в  ${}^1$ , и показано, что в рамках такого уровня анализа представление о существовании  ${}^5\text{H}$  с указанными параметрами не является единственно возможным объяснением измеренного распределения.

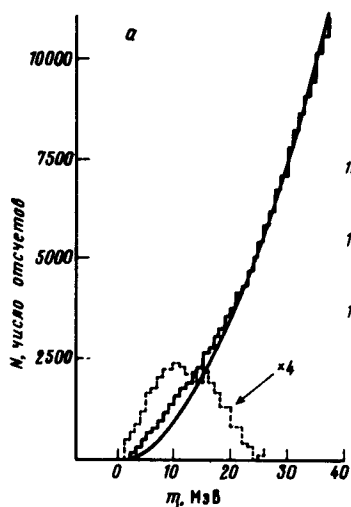


Рис. 1

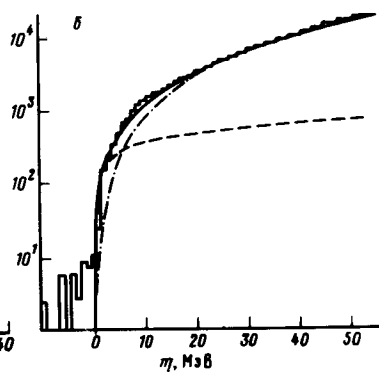


Рис. 2

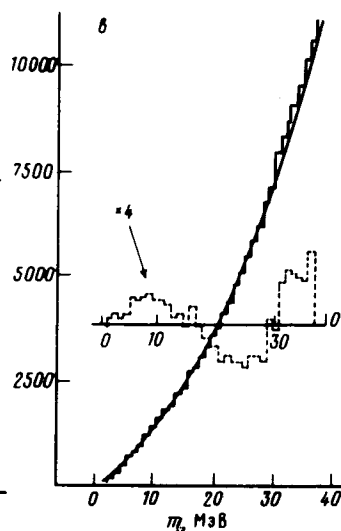


Рис. 3

Рис.1.а – Энергетический спектр протонов из реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)$  при  $E_{\pi^-} = 125$  МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$  (в координатах недостающей массы)  ${}^1$ . Сплошная линия – расчет фазового пространства четырех частиц ( $p + n + n + {}^3\text{H}$ ). Пунктирная линия – наблюдаемое превышение над фазовым пространством; б – аппроксимация экспериментальных данных из  ${}^1$  комбинацией фазового для трех частиц ( $p + 2n + {}^3\text{H}$ ) и для четырех частиц – штриховая и штрих-пунктирная линии соответственно. Результат показан сплошной линией; в – расчет, аналогичный рис.1,б с учетом конечной ширины распределения по  $E_{n-n}$  (см. текст). Результат аппроксимации – сплошная линия. Пунктирная линия – отклонение экспериментальных данных от расчетной кривой

В числе продуктов реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)$  присутствуют два нейтрона, которые характеризуются сильным притяжением в синглетном состоянии, что, как известно, приводит к тому, что распределение для пары нейтронов по энергии их относительного движения имеет резкий максимум при  $E_{n-n} \approx 100$  кэВ. Эта величина существенно меньше значений недостающей мас-

сы (рис.1), а также меньше цены канала (1 МэВ). Поэтому эффект взаимодействия в конечном состоянии в данном случае можно смоделировать соответствующим расчетом фазового пространства для трех частиц ( $p + {}^2n + {}^3\text{H}$ ). Поскольку в рассматриваемом процессе, в который вовлечены большие энергии, нейтроны образуются необязательно в  $s$ -состоянии, спектр аппроксимировался с помощью метода наименьших квадратов комбинацией инвариантного фазового пространства для трех частиц и для четырех частиц. На рис.1, б, где данные работы<sup>1</sup> приведены в логарифмическом масштабе, этим двум составляющим отвечают штриховая и штрих-пунктирная линии. Видно, что экспериментальные данные удается описать суммой таких процессов (сплошная линия).

В проведенном расчете пренебрегалось шириной ( $\sim 1$  МэВ) и деталями распределения взаимодействующих нейтронов по энергии. Для проверки влияния такого упрощения был произведен расчет с волновой функцией относительного движения двух нейтронов. Использовалось разложение по эффективному радиусу ( $a = -16$  Фм,  $r_0 = 2,4$  Фм,  $b = 1,4$  Фм). Вторым компонентом подгоночного выражения было опять фазовое пространство для четырех частиц, которое выступало в роли модели для процессов, не сопровождающихся взаимодействием нейтронов в  $s$ -состоянии, и компенсировало погрешность волновой функции для системы  $n+n$ , накапливающуюся при больших энергиях, где происходит ухудшение условий применимости приближения эффективного радиуса. Результат аппроксимации показан на рис.1, в сплошной линией. Видно, что при учете конечной ширины распределения по  $E_{n-n}$  спектр по-прежнему воспроизводится. На этом же рисунке изображена разница между экспериментальной и расчетной зависимостями. Теперь, в отличие от рис.1, а, наблюдаются отклонения как в положительную, так и в отрицательную сторону, причем они существенно меньшего масштаба (порядка изменения экспериментального спектра в пределах одного канала).

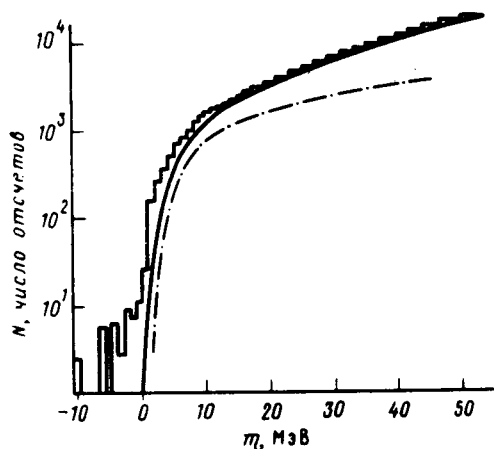


Рис. 2. Описание экспериментальных данных из <sup>1</sup>с учетом вклада резонанса <sup>4</sup>Н в выходном канале. Сплошная и штрих-пунктирная кривые – результат аппроксимации и вклад <sup>4</sup>Н соответственно (см. текст)

Помимо рассмотренного случая с виртуальным уровнем системы  $n + n$  обращает на себя внимание также другая динамически выделенная подсистема из числа продуктов реакции ( $p + n + n + {}^3\text{H}$ ): резонанс <sup>4</sup>Н. Резонансные свойства системы <sup>4</sup>Н моделировались с помощью  $R$ -матричного выражения для изолированного  $p$ -резонанса со следующими значениями приведенной ширины, радиуса канала и резонансной энергии:  $\gamma^2 = 5,5$  МэВ,  $R = 4$  Фм,  $E_r = 3,4$  МэВ. Получаемое при этом распределение имеет максимум при энергии относительно движения  $n$  и <sup>3</sup>Н, равной 3,7 МэВ, и наблюдаемую ширину  $\Gamma = 2,6$  МэВ. Результат аппроксимации таким расчетом и фазовым пространством экспериментального спектра показан на рис.2 сплошной линией. Видно, что процесс с <sup>4</sup>Н в конечном состоянии (штрих-пунктирная линия) также дает вклад в области наблюдавшегося на рис.1, а превышения экспериментальной зависимости над расчетом фазового пространства. Расхождение между расчетом и экспериментом на рис.2 имеет место при меньших энергиях, чем на рис.1, а. Оно характер-

ризуется структурой с центром при энергии  $\approx 6$  МэВ и шириной на полувысоте  $\sim 9$  МэВ. То есть, если бы эту структуру предположительно связать с резонансом  ${}^5\text{H}$ , то были бы получены иные характеристики такого резонанса, чем на основе рис. 1, а. Наконец отметим, что из-за увеличения числа подгоночных параметров совместное использование моделей для взаимодействия в конечном состоянии в системах  $n + n$  и  $n + {}^3\text{H}$  обеспечивает дальнейшее по сравнению с рис. 1, 2 улучшение согласия с экспериментом.

Таким образом, интерпретация спектра из реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)$  как наблюдение резонанса не является единственно возможной. Учет взаимодействия в конечном состоянии двух нейтронов и/или нейтрона и ядра трития может заменить гипотезу об образовании резонанса  ${}^5\text{H}$  или изменить заключение о резонансных параметрах этой системы. Последнее надо иметь в виду в связи с наблюдавшейся в реакции  $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow p + t + {}^5\text{H}$  отчетливой группировкой над фазовым пространством <sup>2</sup>.

### Литература

1. *Kamal K. Seth*. Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor (Denmark), 1981, CERN, Publication 81-09, 655.
2. *Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Коптев В.П. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 205.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
15 сентября 1987 г.