

## АСИММЕТРИЯ СЕЧЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНОГО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА ЛИТИЯ-6 ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ

*В.Б.Ганенко, В.А.Гущин, Ю.В.Жебровский, Л.Я.Колесников,  
А.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин*

На пучке линейно-поляризованных монохроматических фотонов измерена асимметрия сечений инклюзивного процесса  $\gamma^6 \text{Li} \rightarrow p\alpha$  для угла вылета протонов  $90^\circ$  в лаб. системе при энергиях фотонов 60, 140, 300 МэВ. Обнаружена заметная асимметрия, энергетическая зависимость которой совпадает с энергетической зависимостью асимметрии реакции  $\gamma d \rightarrow p n$ .

В последнее время возрос интерес к исследованию инклюзивных фотопроцессов на легких ядрах в промежуточной области энергий. Прогресс в таких исследованиях и интерес к ним связан с созданием на многих электронных ускорителях интенсивных пучков монохроматических фотонов с энергетическим разрешением  $\sim 1 \div 2\%$ . Такие пучки дают возможность более четко определять механизм поглощения фотонов атомными ядрами, получить сведения о структуре ядер, волновых функциях нуклонов и их ассоциаций в ядрах и т.д.

Накопленная в настоящее время информация указывает на то, что в области энергий фотонов выше гигантского дипольного резонанса, но ниже порога фотообразования пионов, выход протонов и протон-нейтронных пар можно объяснить на основе модели Левинжера<sup>1</sup>, в которой предполагается, что фотон в ядре поглощается связанной ( $p, n$ ) парой. Кинематические критерии, указывая на определенный механизм фотопоглощения, например<sup>1</sup>, не определяют, как правило, спинового состояния нуклонной корреляции, которое, вообще говоря, может быть различным.

Чувствительным и новым инструментом определения механизма поглощения фотонов ядрами, позволяющим кроме того исследовать и состояние нуклонной ассоциации, может служить асимметрия сечений инклюзивного процесса:

$$\Sigma = (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) / (\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}), \quad (1)$$

где  $\sigma_{\parallel(\perp)} = d\sigma_{\parallel(\perp)}(\theta, p, E_{\gamma}) / d\Omega dP$  — дифференциальное сечение реакции, обусловленное линейно-поляризованными фотонами с вектором поляризации направленным параллельно (перпендикулярно) плоскости реакции.  $P$  и  $\theta$  — импульс и угол вылета регистрируемой частицы. Ранее такие экспериментальные исследования не проводились.

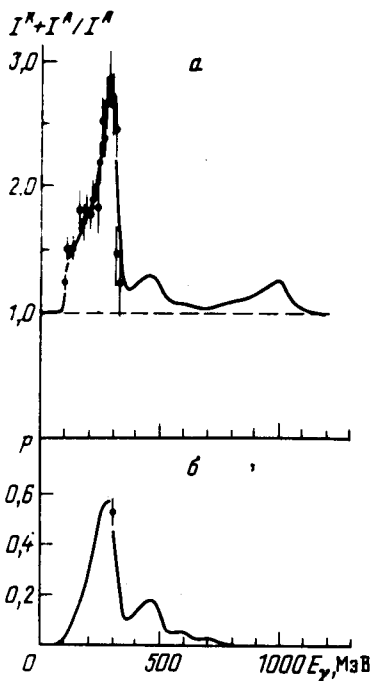


Рис. 1. а — Энергетическое распределение отношения интенсивностей когерентного и некогерентного тормозного излучения.  $I^K$  и  $I^A$  — интерференционная и неинтерференционная части КТИ, соответственно.  $E_0 = 1200$  МэВ,  $E_{\gamma} = 300$  МэВ. Точки — экспериментально измеренный спектр КТИ, кривая — расчет по теории КТИ. б — Расчетная энергетическая зависимость поляризации КТИ. Точка — экспериментальное значение поляризации, определенное согласно методу <sup>2</sup>

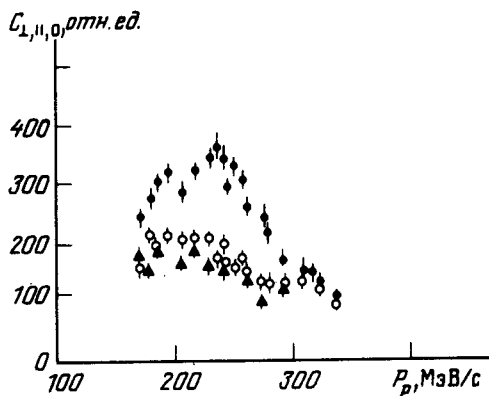


Рис. 2

Рис. 2. Спектральное распределение протонов из реакции (2),  $E_{\gamma} = 60$  МэВ,  $E_0 = 600$  МэВ:  $\blacklozenge$  —  $C_{\parallel}(\theta, P, E_{\gamma})$ ;  $\circ$  —  $C_{\perp}(\theta, P, E_{\gamma})$ ;  $\blacktriangle$  —  $C_0(\theta, P, E_{\gamma})$

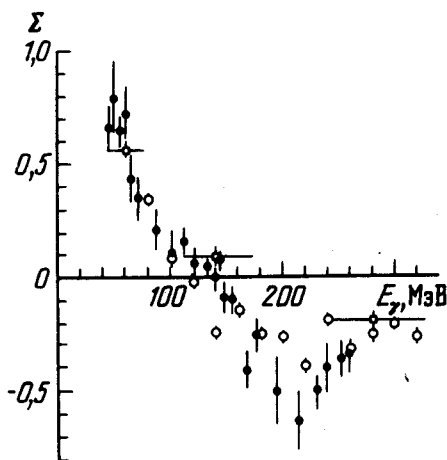


Рис. 3

Рис. 3. Энергетическая зависимость асимметрии:  $\circ$  — реакция  $\gamma^6\text{Li} \rightarrow px$ ;  $\bullet$  — реакция  $\gamma d \rightarrow pn$ ,  $\circ$  — результаты измерений <sup>2</sup> для  $\theta = 105^\circ$  в СЦИ,  $\gamma d \rightarrow pn$

В настоящей работе представлены результаты измерений асимметрии сечений реакции



для угла вылета протонов  $\theta = 90^\circ$  в лаб. системе на линейно-поляризованном монохроматич-

ческом пучке фотонов Харьковского линейного ускорителя электронов ЛУЭ-2000 при энергиях фотонов  $E_\gamma = 60, 140, \text{ и } 300 \text{ МэВ}$ . Исследуемый кинематический диапазон включал область, соответствующую выходу протонов от реакции фоторасщепления дейтрона,  $\gamma d \rightarrow pn$ .

Монохроматический пучок фотонов получался при когерентном тормозном излучении (КТИ) электронов с энергией, соответственно 600, 1000 и 1200 МэВ в монокристалле алмаза, толщиной 0,3 мм. Кристалл был ориентирован в гониометре таким образом, что основной вклад в КТИ вносил один узел обратной решетки (2,0). Спектр фотонов КТИ имеет характерный интерференционный максимум, находящийся на подложке некогерентного (шиффовского) тормозного излучения. Чтобы выделить вклад интерференционной части, проводились в одних и тех же кинематических условиях измерения энергетических распределений протонов на дейтериевой и литиевой мишенях для трех ориентаций кристалла: когда вектор поляризации пучка направлен параллельно, перпендикулярно плоскости реакции и разориентированного кристалла (эквивалент аморфной мишени). В результате вычитания спектральных распределений протонов для ориентированного  $C_{\parallel(\perp)}(\theta, P, E_\gamma)$  и разориентированного  $C_0(\theta, P, E_\gamma)$  кристалла получались спектры протонов, обусловленные монохроматическими фотонами. Спектр этих фотонов показан на рис. 1, а и соответствует той части спектра КТИ, изображенного на этом рисунке, которая расположена выше пунктирной линии. Сплошной линией приведены результаты расчета по теории КТИ с учетом экспериментальных параметров: коллимации, многократного рассеяния и расходимости электронного пучка, эффективные значения которых находились из условия наилучшего согласия расчета с экспериментальными данными. Ширина интерференционной части пика КТИ на полувысоте составляет  $\sim 25\%$ . Поток гамма-излучения измерялся квантометром с точностью не хуже 2%. Энергетическая зависимость поляризации рассчитывалась теоретически, рис. 1, б. Для проверки расчета величина поляризации в области максимума спектра КТИ определялась экспериментально из измеренных для реакции  $\gamma d \rightarrow pn$  выходов  $C_{\parallel, \perp, 0}$ , согласно методу, описанному в работе <sup>1</sup>.

Дейтериевая мишень имела форму цилиндра диаметром 20 мм, ось которого была перпендикулярна пучку, толщина литиевой мишени составляла 3 мм. Идентификация протонов осуществлялась двухканальным телескопом сцинтилляционных счетчиков с помощью магнитного анализа и метода  $dE/dx$ . Захват по импульсам каждого канала составлял 2,7%. Вклад фоновых частиц ( $\pi^+, e^+$ ) в измеряемые выходы протонов не превышал  $2 \div 3\%$ .

Полученные спектральные распределения протонов  $C_{\parallel, \perp}(\theta, P, E_\gamma)$  в инклюзивной реакции (2) оказались чувствительны к направлению вектора поляризации пучка, рис. 2. После интегрирования этих распределений по импульсам протонов величина асимметрии реакции (2) выражается через значения проинтегрированных выходов  $C_{\parallel, \perp}(\theta, E_\gamma)$

$$\Sigma(\theta, E_\gamma) = \frac{1}{\mathcal{P}} \frac{C_{\parallel}(\theta, E_\gamma) - C_{\perp}(\theta, E_\gamma)}{C_{\parallel}(\theta, E_\gamma) + C_{\perp}(\theta, E_\gamma)},$$

где  $\mathcal{P}$  — среднее значение поляризации интерференционной части пучка КТИ, получаемое усреднением расчетного спектрального распределения поляризации. На рис. 3 показаны полученные значения асимметрии вместе с асимметрией реакции  $\gamma d \rightarrow pn$ , измеренной нами в этих же самых кинематических условиях, и данными работы <sup>2</sup>. Видно, что асимметрия обоих процессов имеет одинаковое энергетическое поведение и близкую величину. Это обстоятельство указывает на то, что в данных кинематических условиях выход протонов обусловлен, по-видимому, поглощением фотонов связанными нуклонными парами, которые преимущественно находятся в  $^3S_1$  состоянии и волновая функция которых близка к волновой функции реального дейтрона. Эффекты перераспределения в данном случае не играют существенной роли.

## Литература

1. *Levinger J.S.* Phys. Rev., 1951, 84, 13.
2. *Горбенко В.Г. и др.* ЯФ, 1982, 35, 1073.

Физико-технологический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
7 июля 1987 г.

---