

АСИММЕТРИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТРОНА ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ НИЖЕ ПОРОГА РОЖДЕНИЯ ПИОНА ДЛЯ УГЛА $\theta_p^* = 60^\circ$

*И.Е.Внуков, И.В.Главанков, Б.Н.Калинин, Ю.Ф.Кречетов,
А.В.Моисеенко, А.П.Потылицын, А.Н.Табаченко, Е.Н.Шувалов,
Н.П.Федоров*

*НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете,
634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 7 сентября 1994 г.

Измерена асимметрия фотодезинтеграции дейтрона линейно поляризованными фотонами с энергией 100 – 140 МэВ для угла вылета протона $\theta_p^* = 60^\circ$. Данные подтверждают важность вклада мезонных степеней свободы в амплитуду реакции.

Как известно, эффекты мезонных обменных токов и изобарных конфигураций в асимметрии фоторасщепления дейтрона линейно поляризованными фотонами начинают проявляться при энергии фотонов, большей 60 МэВ, и быстро увеличиваются с ростом энергии вплоть до порога рождения пиона [1-3]. В настоящее время крайне мало экспериментальных данных по асимметрии в этой области энергии. Более того, для передних углов вылета протона в с.ц.м. и энергии фотонов, большей 100 МэВ, где предсказания теоретических моделей дают большой разброс, данные по асимметрии отсутствуют. Поэтому эксперименты в этой области энергии, несомненно, представляют интерес. В настоящей статье представлены результаты измерения асимметрии фоторасщепления дейтрона линейно поляризованными фотонами с энергией в интервале $E_\gamma = 100 - 140$ МэВ для угла протона в СЦМ $\theta_p^* = 60^\circ$.

Линейно поляризованные фотоны, как и в предыдущей нашей работе [4], получены методом когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов с энергией 900 МэВ в монокристалле алмаза толщиной 10 мм. Кристалл алмаза с помощью гониометра ориентировался так, что ось пучка электронов составляла угол 2,9 мрад в одном случае к кристаллографической плоскости (011), а в другом – к плоскости (0 $\bar{1}$ 1). При этом величина угла (~ 40 мрад) между направлениями пучка электронов и осью (100) не менялась. Это позволило получить пучки фотонов с взаимно перпендикулярными направлениями векторов поляризации, а также идентичные спектры интенсивности. Пучок формировался системой коллиматоров. Его расходимость $6 \cdot 10^{-4}$ рад. Выбранные ориентации кристалла обеспечили максимальную приведенную интенсивность излучения [5]. Параметры поляризованного пучка фотонов (спектр интенсивности, полная энергия, распределение интенсивности) были рассчитаны на основе теории КТИ с учетом многократного рассеяния и коллимации пучка [6]. Величина поляризации в области энергии 100 – 140 МэВ достигала 70%.

Схема эксперимента приведена на рис.1. Пучок фотонов падал на мишень из дейтерированного полиэтилена (для измерения фона от ^{12}C ставилась углеродная мишень), стоящую под углом 30° к оси пучка, и мониторировался гаусс-квантометром.

Канал регистрации протонов включал сильнофокусирующий магнит АМ для выделения частиц по импульсу [7], сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 для

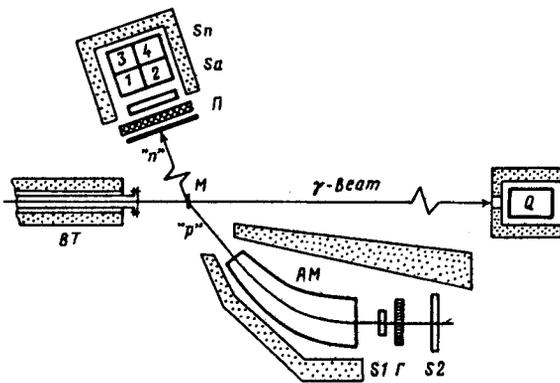


Рис.1. Схема эксперимента: *BT* – вакуумный тракт, *M* – мишень, *Q* – гаусс-квантометр, *AM* – анализирующий магнит; *S_n* (*1-4*) – сцинтилляционные счетчики, *Г* – сцинтилляционный годоскоп, *П* – поглотители

регистрации заряженных частиц и идентификации протонов и годоскоп Γ [8] для более точного определения импульса протона. Захват протонного канала по импульсам составлял 30%, а точность измерения импульса протона 1%.

Нейтронный канал состоял из четырех сцинтилляционных счетчиков S_n , регистрирующих нейтроны по протонам отдачи при рассеянии на водородосодержащем пластическом сцинтилляторе (каждый размерами $10 \times 10 \times 50$ см), и антисовпадательного сцинтилляционного счетчика S_a для отбора заряженных частиц. Перед счетчиками были помещены свинцовый конвертор толщиной $\sim 2X_0$ для подавления фотонов и полиэтиленовый поглотитель для уменьшения фона низкоэнергетических заряженных частиц. Энергетический порог регистрации нейтронных счетчиков был равен 0,4 МэВ.

Блоки быстрой электроники формировали триггер по логической схеме: $S_1 \wedge S_2 \wedge (S_{n_1} \vee S_{n_2} \vee S_{n_3} \vee S_{n_4}) \wedge \bar{S}_a$. При появлении триггера измерялись следующие величины: амплитуда импульса счетчика S_1 для идентификации протонов на фоне пионов и позитронов по ионизационным потерям в сцинтилляторе, интервал времени между импульсами счетчика S_1 и фотодетекторного фотоумножителя годоскопа Γ , линейно связанный с координатой частицы вблизи фокальной плоскости AM , интервал времени между моментами регистрации частиц протонным и нейтронным каналами для оценки уровня случайных совпадений и идентификации нейтронов на фоне фотонов, не конвертировавших в e^+e^- -пары в свинцовом конверторе. Полуширина корреляционного пика в спектре временных интервалов событий фотодезинтеграции дейтрона не превышала 4 нс, а разность времени пролета нейтронов и фотонов от мишени до нейтронных счетчиков была больше 15 нс, что позволяло надежно выделять нейтроны.

Асимметрия определялась из измеренных величин выхода np -совпадений Y_{\perp} и Y_{\parallel} соответственно при ориентации вектора поляризации пучка фотонов перпендикулярно и параллельно плоскости реакции:

$$\sum (E_{\gamma}, \theta_p^*) = \frac{1 - R}{P_{\gamma}^{eff} (1 + R)},$$

где $R = Y_{\perp} / Y_{\parallel}$ – отношение выходов реакции, приведенных на один эквивалентный фотон энергии пучка, P_{γ}^{eff} – эффективная поляризация пучка фотонов в диапазоне усреднения $\Delta E_{\gamma} = 16$ МэВ.

Значения асимметрии были получены для трех значений энергии фотона $E_\gamma = 103, 120$ и 136 МэВ и соответственно равны $0,073 \pm 0,120, 0,17 \pm 0,11$ и $0,022 \pm 0,092$. Приведенные ошибки измерения - статистические.

На рис.2 представлены результаты измерения энергетической зависимости асимметрии для углов вылета протона 60° вместе с нашими прежними данными, измеренными при меньшей энергии [4], и результаты работы [9]. Там же показаны результаты теоретических расчетов асимметрии, полученные в работе [3] с использованием диаграммного подхода, в котором амплитуда фоторасщепления дейтрона представляется в виде вклада от полюсных диаграмм и от диаграмм, учитывающих эффекты взаимодействия в конечном состоянии и обмена мезонами. Штриховая кривая соответствует расчету асимметрии в "distorted wave" импульсном приближении (IA) с использованием парижского потенциала. Сплошная кривая есть результат расчета асимметрии в импульсном приближении с дополнительным вкладом мезонных обменных токов (ME), который был вычислен с учетом только 1π - и 1ρ -обменов в соответствии с выбором парижского потенциала. Выражение для обменного тока $J_{ME}^{\mu,1\pi}$, было записано с учетом формфакторов нуклонов и ширины Δ изобары.

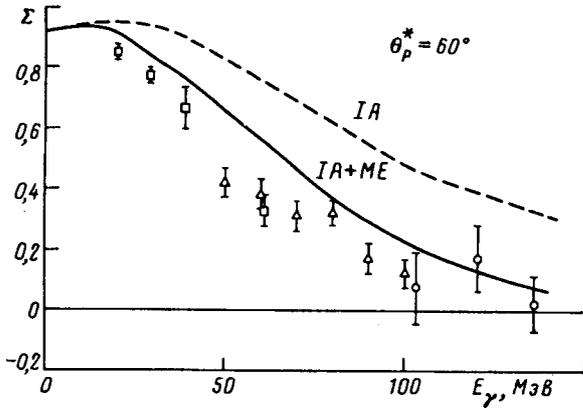


Рис.2. Энергетическая зависимость асимметрии сечения реакции фоторасщепления дейтрона для угла $\theta_p^* = 60^\circ$. Экспериментальные результаты: \square - [9], \triangle - [4], \circ - данная работа. Кривые - расчет [3], см.текст

Как видно из рисунка, полученные нами значения величины асимметрии при $\theta_p^* = 60^\circ$ в области энергии гамма-квантов $100 - 140$ МэВ согласуются с полученными нами ранее результатами при более низких энергиях и подтверждают важность вклада в амплитуду реакции мезонных степеней свободы в процессе развала дейтрона линейно поляризованными фотонами.

1. H.Arenhovel, Z. Phys. **A302**, 25 (1981); Nucl. Phys. **A34**, 521 (1982); Nuovo Cim. **76A**, 256 (1983).
2. A.Combi, B.Mosconi, and P.Ricci, Phys. Rev. **C26**, 2358 (1982); Journ. of Phys. **G10**, L11 (1984).
3. M.I.Levchok, Preprint of Inst. of Phys.BSSR Ac.of Sci. N.567/1990.
4. И.Е.Внуков и др., ЯФ **47**, 913 (1988).
5. И.Е.Внуков, М.Н.Гуштан, И.В. Главанаков и др., Письма в ЖЭТФ **43**, 510 (1986); Вопросы атомной науки и техники, серия Общая и ядерная физика, вып.2(35), 75 (1986).
6. И.Е.Внуков и др., Изв. ВУЗов, Физика **16**, 21 (1991).
7. Б.Н.Калинин, В.М.Кузнецов, Г.А.Саруев, ПТЭ **3**, 45 (1978).
8. В.Г.Васильченко, В.Н.Рыкалин, Препринт ИФВЭ, 85-153, Серпухов, 1985.
9. M.P.de Pascall et al., Phys. Rev. **C32**, 1830 (1985).