

О ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЯХ АДРОННОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ НУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Б.Б. Говорков, А.И. Лебедев

Показано, что сечение фоторасщепления тяжелых ядер при энергиях выше порога фотообразования мезонов должно иметь резонансную зависимость от энергии, если полное сечение адронного фотопоглощения $\sigma_t(\gamma A) = A\sigma_t(\gamma N)$. Предлагается схема эксперимента для изучения A-зависимости $\sigma_t(\gamma A)$, основанная на использовании пучков "меченых" фотонов.

Полные сечения адронного поглощения фотонов нуклонами и ядрами $\sigma_t(\gamma A)$ являются важными характеристиками фотон-ядерного взаимодействия и определяются при энергиях выше порога фоторождения пионов в основном процессами образования мезонов и фоторасщепления ядер. Полные сечения весьма критичны к обменным мезонным токам в ядрах и к параметрам нуклонных резонансов; их знание необходимо для проверки правил сумм, для вычисления амплитуд ядерного комптон-эффекта и т.д. /1,2/.

При энергиях $E \lesssim 1,0$ ГэВ, когда пробег фотонов в ядерном веществе до адронного поглощения велик, сечение $\sigma_t(\gamma A)$ должно быть пропорционально числу нуклонов в ядре $A/3$:

$$\sigma_t(\gamma A) = A\langle\sigma_t(\gamma N)\rangle. \quad (1)$$

Здесь сечение фотопоглощения на нуклоне $\sigma_t(\gamma N)$ на 99% исчерпывается сечением фоторождения мезонов $\sigma(\gamma N \rightarrow \pi\dots)$ и характеризуется резонансной зависимостью от энергии, скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по движению нуклонов в ядре.

Эксперименты, выполненные на ядрах, выявили резонансный характер зависимости $\sigma_t(\gamma A)$ в области энергий возбуждения изобары $\Delta_{33}(1232)$ /4–10/. Однако при этом были получены противоречивые результаты для абсолютных величин сечений. Так, для тяжелых ядер в работах /5–7/ приводятся сечения $\sigma_t(\gamma A)$, которые на 30–60% превышают данные /8, 10/, согласующиеся с оценкой (1). С другой стороны, исследование фотопоглощения на дейтерии /4/ обнаружило подавление сечения на 7–8%.

$\sigma_t(\gamma A)$ состоит из двух слагаемых:

$$\sigma_t(\gamma A) = \sigma(\gamma A \rightarrow \pi\dots) + \sigma(\gamma A \rightarrow N\dots), \quad (2)$$

где $\sigma(\gamma A \rightarrow \pi\dots)$ – сечение фоторождения пионов на ядре, $\sigma(\gamma A \rightarrow N\dots)$ – сечение фоторасщепления. Так как из-за сильного взаимодействия пионов с ядрами $\sigma(\gamma A \rightarrow \pi\dots) = A^n \sigma(\gamma N \rightarrow \pi\dots) \cong A^n \sigma_t(\gamma N)$ ($n < 1$, для тяжелых ядер $n \cong 2/3$), то из (2) следует, что сечение фоторасщепления тяжелых ядер определяется $\sigma_t(\gamma A)$ и в соответствии с (1) должно проходить через максимум при энергиях фотовозбуждения изобары $\Delta_{33}(1232)$.

При больших энергиях точность измерения $\sigma_t(\gamma A)$ для ядер тяжелее дейтерия /9/ пока недостаточна для наблюдения резонансной зависимости $\sigma_t(\gamma A)$, соответствующей возбуждению более тяжелых нуклонных резонансов, хотя в энергетической зависимости $\sigma_t(\gamma D)$ имеется соответствующая им структура /4/. В области энергий менее 0,2 ГэВ существенный вклад в сечение адронного фотопоглощения на ядрах должны давать механизмы когерентного фоторождения π^0 -мезонов /2/ и квазидейтронного фоторасщепления ядер /5/. Ниже порога мезообразования измерение $\sigma_t(\gamma A)$ открывает новые возможности исследования фоторасщепления легких ядер и протонного комптон-эффекта.

Таким образом, значительный интерес представляют измерения сечений адронного фотопоглощения на элементах от водорода до урана в интервале энергий 0,1–1,0 ГэВ с точностями порядка 1%. Для измерения

σ_t (γA) целесообразно использовать методику меченых фотонов /11/, которая обеспечивает высокую точность мониторинга пучка фотонов и возможность создания меченых поляризованных фотонов /12/. Хорошие спектрометрические характеристики пучков меченых фотонов позволяют эффективно применить к исследованию фотопоглощения метод пропускания фотонов через мишень в сочетании с весьма точным определением энергии падающего и прошедшего фотона.

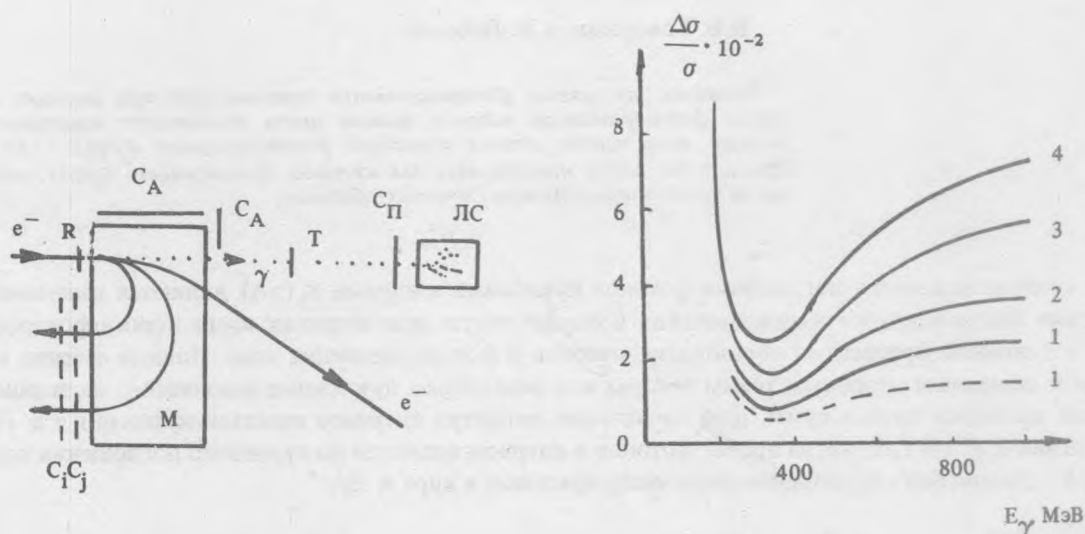


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению полных сечений адронного фотопоглощения на нуклонах и ядрах методом пропускания меченых фотонов: e^- – электронный пучок; R и M – радиатор и магнит системы мечения; C_i, C_j – счетчики электронов мечения; C_A – счетчики позитронов; γ – пучок меченых фотонов; T – исследуемая мишень; ЛС – ливневой спектрометр; C_{II} – счетчик e^+e^- -пар.

Рис. 2. Относительная точность измерения полных сечений адронного фотопоглощения в дейтериевой мишени в зависимости от энергии γ -квантов. Кривые 1–4 соответствуют измерениям длительностью 1 сутки и значениям $K_{e\gamma} = 0,995; 0,99; 0,98; 0,96$, пунктирная кривая – длительности измерений 3 суток при $K_{e\gamma} = 0,995$.

Схема предлагаемого эксперимента приведена на рис. 1. В ней используется резкая направленность вперед вылета продуктов электродинамических взаимодействий фотонов и свойство фотоядерных реакций приводить к вылету частиц во все стороны. Отсчеты детекторов C_i, C_j системы мечения SM определяют поток меченых фотонов и их энергию. Ливневой спектрометр ЛС, расположенный по пучку меченых фотонов за мишенью T малой радиационной толщины, регистрирует с вероятностью, близкой к 100%, фотоны (в том числе прошедшие через мишень без взаимодействия) и e^+e^- -пары и характеризуется линейной зависимостью снимаемого с него сигнала от суммарной энергии частиц. Детекторы SM и ЛС работают на антисовпадения при выполнении критерия равенства энергии меченого фотона и энерговыделения в ЛС (с точностью $\sim 3\%$). Регистрация случаев, когда нет антисовпадений, выделяет события адронного фотопоглощения.

Для надежного выделения эффекта требуется проведение измерений разностным методом: "с мишенью" – "без мишени". В качестве дополнительной калибровочной реакции можно использовать процесс фотопрообразования e^+e^- -пар, регистрируемых счетчиком C_{II} .

Проведение эксперимента требует соблюдения ряда жестких требований:

- должны быть исключены систематические ошибки, обусловленные отличием геометрии установки от "хорошей" геометрии, вкладом случайных антисовпадений, неточностью определения числа ядер в мишени T и др.;

б) эффективность регистрации совпадений $e\gamma$ ($K_{e\gamma}$) системы мечения должна быть достаточно высокой (0,99 или лучше).

Последнее требование иллюстрируется рис. 2, на котором приведена рассчитанная с использованием (1) точность измерения σ_t (γA), достигаемая за сутки работы с жидкодейтериевой мишенью толщины $0,01 X_0$ при потоке меченых фотонов $10^6 \gamma/c \cdot 200 \text{ МэВ}$. Точность приведена для интервала энергий γ -квантов 2 МэВ для четырех значений эффективности регистрации $e\gamma$ -совпадений. Пунктирная кривая показывает точность, которая может быть получена при $K_{e\gamma} = 0,995$ и длительности измерений трое суток.

Как показано в работе /13/, при использовании тонких радиаторов и счетчиков антисовпадений S_A для исключения "троек $e^-e^+e^-$ " в системе мечения относительно несложно достичь значения $K_{e\gamma} = 0,99$ или лучше.

Т а б л и ц а 1

Времена измерений, необходимые для достижения точностей, приведенных на рис. 2 (толщина всех мишеней $0,01 X_0$)

Ядро	D	Be	C	Al	Fe	Sn
Массовое число	2,01	9,01	12,01	26,98	55,85	118,69
Время измерений, сутки	1	1,88	2,89	5,10	8,85	13,85

В табл. 1 приведены времена измерений с другими мишенями, необходимые для получения точностей, которые достижимы с дейтериевой мишенью за сутки (рис. 1). Измерение σ_t (γA) с высокой точностью и хорошим разрешением на пучках меченых фотонов позволит количественно проверить предсказание (1), провести поиск тонкой структуры в энергетической зависимости полных сечений и особенностей в их зависимости от атомного номера, уточнить параметры нуклонных резонансов и исследовать фотопоглощение поляризованных фотонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев А. И. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М., Наука, 1976, с. 346; Лебедев А. И. ВАНИТ, Общ. и ядерн. физика, № 1 (1), с. 29, 1978, ХФТИ.
2. Koch J. H., Moniz E. J., Ohtsuka N. Ann. Phys., 154, 99 (1984).
3. Gottfried K. Труды семинара "Векторные мезоны и электромагнитные взаимодействия". Дубна, 1969, с. 185.
4. Armstrong T. A. et al. Nucl. Phys., B41, 445 (1972).
5. Власенко В. Г. и др. ЯФ, 23, 504 (1976).
6. Виноградов Ю. А. и др. ЯФ, 24, 686 (1976).
7. Arends J. et al. Phys. Lett., 98B, 423 (1981).
8. Chollet C. et al. Phys. Lett., 127B, 331 (1983).
9. Аракелян Е. А. и др. ЯФ, 38, 980 (1983).
10. Arends J. Nucl. Phys., A446, 229 (1985).
11. Агафонов В. П. и др. ПТЭ, № 5, 47 (1962); Caldwell D. O. et al. Rev. Sci. Instr., 36, 283 (1965); Говорков Б. Б. Препринт ФИАН № 84, М., 1972.
12. Говорков Б. Б., Лебедев А. И., Мангазеев Б. В. ВАНИТ, Общ. и ядерн. физика, № 1 (1), с. 75, 1978, ХФТИ.
13. Басков В. А. и др. Препринт ФИАН № 3, М., 1986.

Поступила в редакцию 11 апреля 1986 г.