

**ИНКЛЮЗИВНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ  
ФОТОРОЖДЕНИЯ  $\pi^0$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Cd}$   
ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  
ГАММА-КВАНТОВ 300 ÷ 450 МэВ**

А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, П.А. Смирнов,  
Ю.В. Соловьев, А.П. Усик, А.Р. Теркулов, А.М. Фоменко

*В работе приводятся уточненные данные об инклюзивных дифференциальных сечениях фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядрах  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Cd}$  ( $\text{Cu}$ ,  $\text{Cd}$  — естественная смесь изотопов) в области энергий гамма-квантов 300 ÷ 450 МэВ и для среднего угла вылета  $\pi^0$ -мезонов  $\sim 8,4^\circ$  в с.ч.м.*

В последние годы повысился интерес к изучению процесса когерентного фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядрах в районе резонанса  $\Delta_{33}$ . Это связано как с появлением моделей, в которых явно вводится взаимодействие изобары  $\Delta_{33}$  с ядром (см., напр., /1,2/), так и с совершенствованием традиционных методов расчета в рамках импульсного приближения с плоскими (ПВИП) и искаженными (ИВИП) волнами (см., напр., /3,4/). Изобарные модели предсказывают изменение положения и ширины резонанса по сравнению с фоторождением на свободном нуклоне, а расчеты в рамках ПВИП и ИВИП указывают на важность корректного учета движения нуклонов в ядрах и взаимодействия  $\pi^0$ -мезонов с ядром в конечном состоянии. В то же время экспериментальных данных о фоторождении  $\pi^0$ -мезонов на ядрах в районе резонанса  $\Delta_{33}$  в настоящее время явно недостаточно. Данные для ядер с  $A > 16$  о дифференциальных сечениях отсутствуют, а данные для ядер  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^7\text{Li}$  (естественная смесь изотопов) /5,6/ на наш взгляд противоречивы и требуют уточнения.

В данной работе приводятся результаты уточнения данных об инклюзивных дифференциальных сечениях фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядрах  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Cd}$  ( $\text{Cu}$ ,  $\text{Cd}$  — естественная смесь изотопов), опубликованных ранее в работе /7/. Был проведен более тщательный отбор событий, и уточнены параметры установки. Измерения были выполнены на установке "Гамма" на электронном синхротроне "Пахра" /8/ при максимальной энергии гамма-квантов тормозного излучения 850 МэВ. Установка "Гамма" представляла собой двухплечевой гамма-спектрометр, работающий в линию с мини-ЭВМ ЕС-1010 /9/. Каждое плечо установки включало в себя свинцовый конвертор толщиной  $\sim 1 \cdot X_0$  ( $X_0$  — радиационная единица), сцинтилляционные годоскопы для определения точки конверсии гамма-квантов в заряженные частицы, черенковский ливневой спектрометр полного поглощения для определения энергии гамма-квантов и сцинтилляционные счетчики, служащие для выделения случаев конверсии гамма-квантов в заряженные частицы. Каждое плечо установки регистрировало гамма-кванты от распада  $\pi^0$ -мезона, если энергия кванта превышала некоторое пороговое значение ( $\sim 135$  МэВ). Установка была настроена на регистрацию  $\pi^0$ -мезонов с энергией  $\sim 330$  МэВ и с углом вылета  $\sim 0^\circ$ . При этом из-за большой апертуры спектрометров ( $\sim 32 \times 32$  см<sup>2</sup>) установка регистрировала  $\pi^0$ -мезоны в диапазоне энергий 270 ÷ 550 МэВ и в диапазоне углов вылета 0 ÷ 20 $^\circ$ . Используя информацию о координатах точки конверсии гамма-кванта в спектрометре (точность определения координат  $\sim 2,2$  см при энергии кванта 150 МэВ), можно существенно улучшить точность определения энергии  $\pi^0$ -мезонов. Мы использовали метод, предложенный Л. Тау /10/. В результате при энергии  $\pi^0$ -мезонов, например, 300 МэВ точность определения энергии возросла с  $\pm 11\%$  до  $\pm 3,4\%$ . Схема эксперимента была стандартная. Тормозной пучок гамма-квантов дважды коллимировался и очищался от заряженных частиц. Перед вторым коллиматором помещался поглотитель из парафина толщиной  $\sim 1,7 \cdot X_0$  для уменьшения фона от низкоэнергетических гамма-квантов. С той же целью поглотители из парафина толщиной  $\sim 5$  см помещались перед спектрометрами установки. Поток энергии тормозного излучения, прошедший через мишень, измерялся ионизационной камерой. Калибровка камеры осуществлялась квантометром. Измерения проводились только во время сброса пучка электронов на мишень за время  $\sim 2$  мс при частоте циклов ускорения  $\sim 50$  Гц. Сечение вычислялось по известной методике (см., напр.,

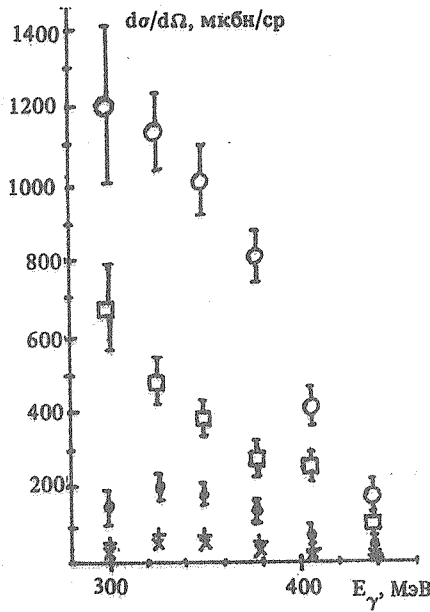


Рис. 1. Сечение фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядрах в зависимости от энергии фотонов в л.с. при среднем угле вылета мезонов  $\sim 8,4^\circ$  в с.д.м.:  $\circ$  - Cd,  $\square$  - Cu,  $\bullet$  -  $^{27}\text{Al}$ ,  $+$  -  $^{12}\text{C}$ ,  $\times$  -  $^6\text{Li}$ .

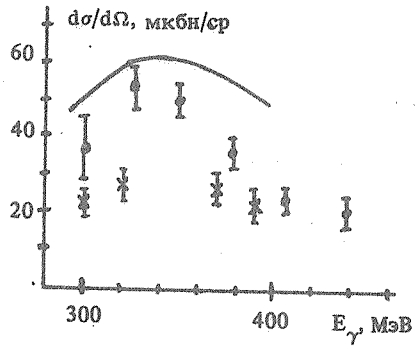


Рис. 2. Сечение фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядре  $^6\text{Li}$  в зависимости от энергии фотонов в л.с. при среднем угле вылета  $\pi^0$ -мезонов  $\sim 8,9^\circ$  в с.д.м.: сплошная линия - расчет /3/,  $\times$  - эксперимент /6/,  $\bullet$  - данная работа.

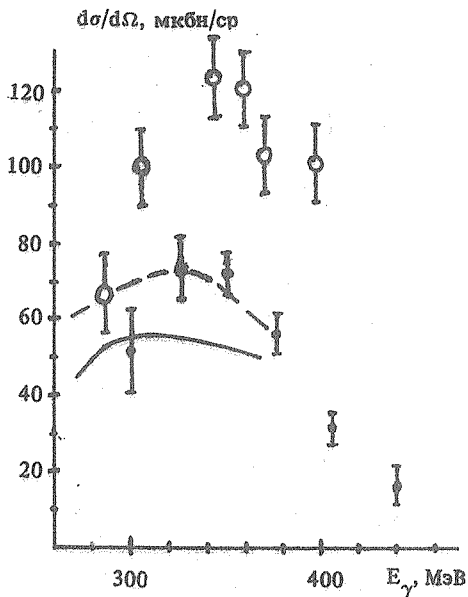


Рис. 3. Сечение фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядре  $^{12}\text{C}$  в зависимости от энергии гамма-квантов в л.с. при среднем угле вылета  $\pi^0$ -мезонов  $\sim 8,8^\circ$  в с.д.м.: сплошная линия - расчет по модели ИВС /1/, пунктир - расчет по модели ИВИП /1/,  $\circ$  - данные работы /5/ для угла вылета  $\pi^0$ -мезонов  $\sim 10^\circ$  в с.д.м.,  $\bullet$  - данные настоящей работы.

/5,6/) из выражения для "выхода"  $\pi^0$ -мезонов (т.е. числа  $\pi^0$ -мезонов, зарегистрированных на определенную дозу излучения, прошедшего через мишень). При расчете сечения использовались данные об эффективности регистрации  $\pi^0$ -мезонов, о спектре тормозного излучения и об относительном ходе сечения в области, где эффективность регистрации отлична от нуля. Эффективность регистрации рассчитывалась методом Монте-Карло с учетом параметров установки. В качестве спектра тормозного излучения использовался спектр Шиффа /11/. Это оправдывается тем, что, как следует из измерения углового распределения тормозного излучения, эффективная толщина мишени ускорителя была мала и составляла  $\sim 0,035 \cdot X_0$ . Кроме того, расчеты по методу Монте-Карло с использованием программы, моделирующей электромагнитный каскад в веществе, показали, что поглотитель, стоящий в пучке, не меняет форму тормозного спектра в области энергий выше порога рождения  $\pi^0$ -мезона с точностью около 3% (отметим, что здесь существенна коллимация излучения после поглотителя). Для определения относительного хода сечения использовались выражения для когерентного и некогерентного сечений в максимально простой форме. Для описания когерентного сечения использовалось выражение, справедливое в рамках ПВИП для ядра с нулевым спином с равным числом протонов и нейтронов, а для учета вклада некогерентного рождения — выражение, следующее из теоремы полноты /12/. Для выделения полезных событий использовалась двумерная диаграмма  $\ln E_{\gamma_1} \div \ln E_{\gamma_2}$  и спектр масс  $\pi^0$ -мезонов. Область на диаграмме и участок спектра масс, соответствующие одиночному фоторождению, определялись по результатам моделирования. При вычислении сечения использовался только участок спектра масс в диапазоне  $\sim 100 \div 160$  МэВ. Весь диапазон энергий  $\pi^0$ -мезонов разбивался на участки шириной 30 МэВ, и сечение вычислялось отдельно для каждого диапазона с учетом отбора событий по диаграмме  $\ln E_{\gamma_1} \div \ln E_{\gamma_2}$  и по массе. Результаты обработки для всех ядер приведены на рис. 1 и в таблице 1. Средний по всем ядрам угол вылета мезонов равен  $\sim 8,4^\circ$  в с.ц.м., а разрешение по

Т а б л и ц а 1

Сечения фоторождения  $\pi^0$ -мезонов

${}^6\text{Li}$	$d\sigma/d\Omega$ , мкбн/ср	$37,0 \pm 9,2$	$53,4 \pm 4,5$	$50,2 \pm 2,8$	$37,0 \pm 2,5$	$23,1 \pm 2,0$	$21,6 \pm 2,4$
	$E_\gamma$ , МэВ	298,9	324,8	350,0	376,9	403,2	435,5
	$\theta^\circ$ с.ц.м.	8,57	8,86	9,20	9,04	8,74	8,97
${}^{12}\text{C}$	$d\sigma/d\Omega$ , мкбн/ср	$52,2 \pm 11,5$	$74,2 \pm 6,7$	$73,1 \pm 5,2$	$56,8 \pm 4,7$	$32,1 \pm 3,7$	$17,6 \pm 3,2$
	$E_\gamma$ , МэВ	299,7	325,9	349,4	376,1	406,4	440,3
	$\theta^\circ$ с.ц.м.	9,04	9,28	9,17	8,70	8,20	8,45
${}^{27}\text{Al}$	$d\sigma/d\Omega$ , мкбн/ср	$154,4 \pm 41,7$	$205,2 \pm 24,6$	$180,0 \pm 17,0$	$142,3 \pm 16,0$	$74,5 \pm 12,0$	$55,3 \pm 12,2$
	$E_\gamma$ , МэВ	300,0	326,0	349,5	376,1	406,4	440,2
	$\theta^\circ$ с.ц.м.	8,93	9,11	8,94	8,43	7,90	8,12
Cu	$d\sigma/d\Omega$ , мкбн/ср	$680 \pm 115$	$480 \pm 48$	$387 \pm 33$	$272 \pm 28$	$263 \pm 29$	$103 \pm 22$
	$E_\gamma$ , МэВ	299,4	325,3	348,6	375,1	404,8	438,1
	$\theta^\circ$ с.ц.м.	8,57	8,59	8,31	7,73	7,21	7,48
Cd	$d\sigma/d\Omega$ , мкбн/ср	$1205 \pm 217$	$1139 \pm 101$	$1008 \pm 74$	$808 \pm 66$	$405 \pm 49$	$180 \pm 38$
	$E_\gamma$ , МэВ	299,3	325,1	348,4	374,9	404,4	437,5
	$\theta^\circ$ с.ц.м.	8,49	8,45	8,14	7,53	7,02	7,30

углу  $\pm 4^\circ$ . Разрешение по энергии меняется от  $\pm 13$  МэВ при энергии мезонов 300 МэВ до  $\pm 33$  МэВ при энергии 440 МэВ. На рис. 2 приведены результаты, полученные для ядра  ${}^6\text{Li}$ . Средний угол вылета мезонов здесь составляет  $\sim 8,9^\circ$ . На том же рисунке приведены результаты расчета сечения упругого фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядре  ${}^6\text{Li}$  в рамках ПВИП, взятые из работы /3/. Кроме того, на рис. 2 приводятся экспериментальные данные для ядра  ${}^7\text{Li}$  (естественная смесь изотопов) для среднего угла вылета  $\sim 10^\circ$ , взятые из работы /6/. Видно, что наши данные близки к расчетам работы /3/ и приблизительно в два раза превосходят результаты /6/. Отметим, что при определении сечений для ядра  ${}^6\text{Li}$  нами не учитывалось содержание в мишени 9% ядер  ${}^7\text{Li}$ . Считалось, что мишень целиком состоит из ядер  ${}^6\text{Li}$ . На рис. 3 приведены результаты, полученные для ядра  ${}^{12}\text{C}$ . Средний угол вылета мезона составляет здесь  $\sim 8,8^\circ$ . Здесь же приведены результаты расчета сечения упругого фоторождения, выполненного в рамках модели изобарных входных состояний (ИВС) и в рамках ИВИП, взятые из работы /1/. Видно, что расчеты дают значения сечений, близкие к полученным результатам. Это связано с тем, что из-за малости переданных ядру импульсов ( $\sim 0,28$  Фм $^{-1}$ ) вклад неупругих процессов здесь невелик ( $\sim 20\%$ ), и в сечении должен доминировать процесс упругого когерентного фоторождения. Отметим, что на рисунках и в таблице 1 приведены статистические ошибки. Систематические ошибки, о которых будет сказано ниже, того же порядка, что и статистические. На рис. 3 показаны также данные экспериментальной работы /5/ для среднего угла вылета мезонов  $\sim 10^\circ$  в с.д.м. Видно, что наши данные даже с учетом отличия угла вылета лежат ниже этих результатов, что, возможно, связано с неучтенными систематическими ошибками. Для более тяжелых ядер как экспериментальные данные, так и теоретические расчеты отсутствуют. Заметим в заключение, что для выбора адекватной модели, описывающей когерентное фоторождение  $\pi^0$ -мезонов на ядрах, необходимы дальнейшие измерения сечений в районе резонанса в большем диапазоне энергий гамма-квантов и углов вылета мезонов.

При расчете сечений были введены следующие поправки: 1) на вклад случайных совпадений и космических лучей  $\sim 2\%$ ; 2) на потерю части событий из-за загрузки антисчетчика  $\sim 5\%$ ; 3) на поглощение фотонов тормозного излучения в мишени  $\sim 5\%$ ; 4) на фон от пустой мишени  $\sim 5\%$ .

Данные включают также следующие систематические ошибки: 1) неопределенность в геометрии установки  $\sim 7\%$ ; 2) неопределенность в пороговой энергии регистрации гамма-квантов, которая ведет к неопределенности в сечении 15% при энергии  $\pi^0$ -мезонов 300 МэВ и 0% — при энергии 450 МэВ; 3) неопределенность в энергии электронов в ускорителе  $\sim 2\%$ ; 4) неопределенность в значении постоянной ионизационной камеры  $\sim 5\%$ ; 5) неопределенность в форме тормозного спектра  $\sim 3\%$ ; 6) неопределенность, связанную с используемой теоретической моделью фоторождения,  $\sim 10\%$ .

Таким образом, суммарная систематическая ошибка меняется от  $\sim 20\%$  при энергии 300 МэВ до  $\sim 16\%$  при энергии 440 МэВ. Отметим в заключение, что неопределенность в энергии, на которую была настроена установка, и неопределенность в калибровках спектрометров ведет к неопределенности в энергии измеренных точек  $\sim \pm 8$  МэВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Saharia A. N., Woloshyn R. M. Phys. Rev. C, 23, № 1, 351 (1981).
2. Koch J. H., Moniz E. J. Phys. Rev. C, 27, № 2, 751 (1983).
3. Трясучев В. А. ЯФ, 37, № 1, 75 (1983); Трясучев В. А., Лебедев А. И., Фетисов В. Н. Acta Phys. Pol., B12, № 3, 207 (1981).
4. Камалов С. С., Каипов Т. Д. Препринт ОИЯИ № Р4-87-126, Дубна, 1985.
5. Bellinghausen B. et al. Z. Phys., A309, № 1, 65, (1982).
6. Bellinghausen B. et al. Nucl. Phys., A358, 373 (1981).
7. Белоусов А. С. и др. Вопросы атомной науки и техники, сер. Общая и ядерная физика, вып. 2 (35), 12 (1986).
8. Башмаков Ю. А., Карпов В. А., Яров А. С. ЖТФ, 54, № 5, 905 (1984).
9. Белоусов А. С. и др. Труды ФИАН, 135, 130 (1983).
10. Tau L. Nucl. Instr. Meth., 34, № 3, 352 (1965).
11. Schiff L. Phys. Rev., 83, 252 (1951).
12. Глаубер Р. УФН, 103, 641 (1971).

Поступила в редакцию 21 мая 1987 г.