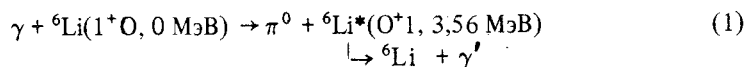


ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ НЕУПРУГОГО ФОТООБРАЗОВАНИЯ π^0 -МЕЗОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Г.А.Науменко, Е.В.Репенко, В.Н.Стибунов,
В.А.Трясучев

Представлены результаты измерения выходов реакции фотообразования π^0 -мезонов на ядре ${}^6\text{Li}$ с возбуждением уровня ядра $0^+ 1$ (3,56 МэВ) и на ядре ${}^{12}\text{C}$ с возбуждением уровня $2^- 0$ (4,44 МэВ).

Известно, что только нейтральные мезоны могут рождаться как некогерентно, так и когерентно на всех нуклонах ядра. В некогерентном (или неупругом) фотообразовании нейтральных пионов представляют большой интерес парциальные реакции ${}^{1-4}$. Экспериментальное выделение квантовых состояний конечного ядра в подобных реакциях позволяет получить более детальную информацию об однонуклонных амплитудах фоторождения пионов 1,3 , поведении Δ -изобары в ядре 2 и переходных ядерных плотностях, в частности, в амплитуду парциальной реакции



дают вклады только изоскалярные части однонуклонной амплитуды 1 . Величины изоскалярных мультиполей определены из $\gamma N \rightarrow \pi N$ экспериментов весьма ненадежно, так как вклад их в сечение элементарных процессов мал 2 . В этой ситуации измерение сечения реакции (1) существенно дополнит информацию о величинах основных изоскалярных мультиполей.

Для резонансной области энергий падающих гамма-квантов во многих экспериментах измерялись только инклюзивные выходы π^0 -мезонов на ядрах. В последнее время проведены эксперименты, в которых сделаны попытки выделения когерентного фоторождения пионов или других каналов реакции ${}^{5-8}$. Метод "активной" мишени 5 , регистрация ионов частиц 6 и другие использованные методики не обеспечили надежного выделения каналов реакции. Возможно поэтому результаты этих экспериментов не удалось полностью объяснить в рамках апробированных теоретических моделей 5,7 .

Ниже приводятся предварительные измерения выходов реакции неупругого образования π^0 -мезонов на ядрах лития и углерода. Фотоны от распада нейтрального пиона и фотоны от радиационного перехода возбужденного ядра регистрировались на совпадении. Применение этой методики сдерживается трудностями, связанными с выделением редких двухступенчатых процессов и с обеспечением высокого энергетического разрешения спектрометров в условиях работы на современных ускорителях с большой скважностью 8,9 . Эксперимент проведен на пучке тормозного излучения синхротрона "Сириус", коэффициент заполнения которого 10%. Тормозное излучение с максимальной энергией $E_0 = 500$ МэВ формировалось коллиматорами, очищалось и проходило через исследуемую мишень к квантометру (рис. 1). Фотоны высокой энергии от распада пионов регистрировались черенковским спектрометром полного поглощения, который размещался в горизонтальной плоскости, охватывал телесный угол 50 мср и имел характеристики: энергетическое разрешение – 30%, временное разрешение – 2 нс, нижний порог регистрации – 80 МэВ. Ядерные фотоны и жесткие фотоны от распада пионов регистрировали шестью спектрометрами большого объема, размещенными под азимутальными углами $\geq 130^\circ$ в различных плоскостях. Спектрометры окружены мощной свинцово-бетонной защитой. Общий "триггер" установки вырабатывался при регистрации быстрых совпадений импульсов черенковского и одного или нескольких сцинтилляционных спектрометров. Импульсом "триггера" инициировалась работа ряда устройств, в которых

осуществлялось: преобразование в цифровую аналоговой и временной информации, поступающей от детекторов, сортировка и отбор информации. Затем записывалось в память ЭВМ: "конфигурация триггера", заряды и временное положение сигналов спектрометров. С помощью управляемых светодиодов проводился автоматический контроль усиления спектрометров одновременно с набором статистики.

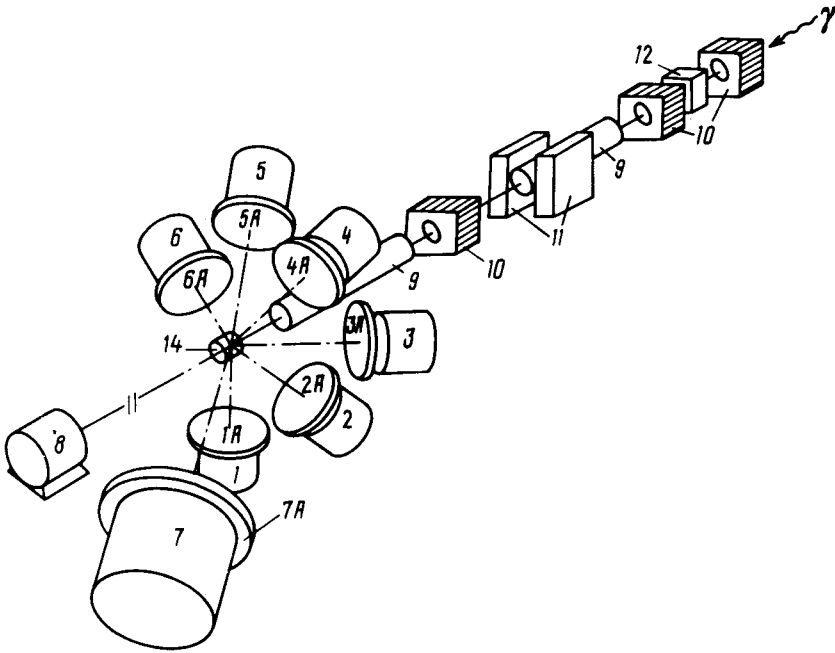


Рис. 1. Размещение аппаратуры: 1 ÷ 6 – сцинтиляционные спектрометры, 1А ÷ 7А – счетчики антисовпадений, 7 – черенковский спектрометр, 8 – квантометр, 9 – вакуумные камеры, 10 – коллиматоры, 11 – очищающий электромагнит, 12 – "ужеститель" спектра

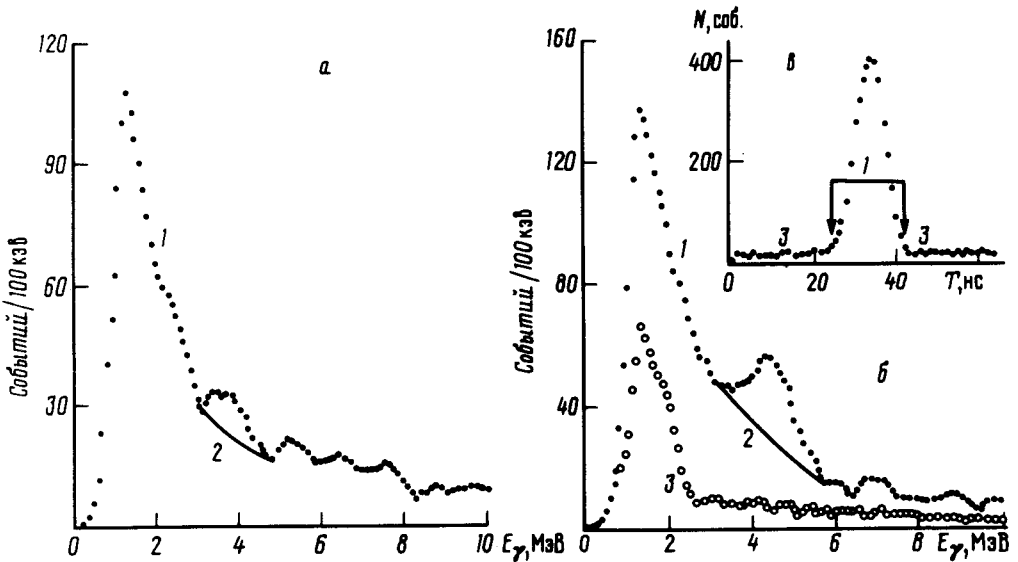


Рис. 2. Фрагменты энергетических спектров фотонов, зарегистрированных спектрометром 3, включенным на совпадении с черенковским спектрометром. а) Спектры фотонов для ядра ${}^6\text{Li}$: 1 – спектр фотонов для коррелированных во времени событий; 2 – аппроксимация непрерывного распределения в спектре 1. б) Спектры фотонов для ядра ${}^{12}\text{C}$: 1, 2 – то же, что и для а; 3 – спектр для коррелированных во времени событий

Процедура измерений состояла в регистрации зависимости выхода ядерных гамма-квантов от среднего угла вылета π^0 -мезонов. На рис. 2 приведены низкоэнергетические фрагменты гамма-спектров, полученных для сцинтилляционного спектрометра 3 при среднем угле вылета пионов 40° . В энергетических спектрах γ -квантов, которые построены из событий, попадающих в пределы временного корреляционного пика (рис. 2в), отчетливо наблюдаются следующие пики. На ядро ${}^6\text{Li}$ пик для $E_\gamma = 3,6$ МэВ, который соответствует радиационному переходу ядра с возбужденного уровня O^+ (3,56 МэВ) на основной, и на ${}^{12}\text{C}$ пик для $E_\gamma = 4,4$ МэВ соответствующий переходу ядра с уровня 2^+ (4,44 МэВ) на основной. В этих спектрах выделялась площадь под пиками, из которой определялся дифференциальный выход парциальной реакции (при условии изотропности излучения при ядерном переходе) по формуле:

$$Y_\gamma(\theta_C) = \sum_i \frac{4\pi N_\gamma^i}{n \epsilon_i \eta_i \Omega_C \Omega_\gamma^i}, \quad (2)$$

где N_γ^i — площадь под пиком в спектре для i -го спектрометра, n — число ядер в мишени, ϵ_i — фотозффективность спектрометра, η_i — поправка на поглощение фотонов в мишени и материалах на пути к спектрометру, Ω_C и Ω_γ^i — телесные углы черенковского и сцинтилляционного спектрометров, $\theta = u/E_0$ — число эквивалентных фотонов, u — полная энергия тормозного пучка. Используя известную связь числа фотонов от распада π^0 -мезонов с сечением их фотообразования 10 , теоретический выход парциальной реакции рассчитывался по формуле:

$$Y_T(\theta_C) = \int_{E_\pi}^{E_0} \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta_\pi, k)}{d\Omega} \frac{F(k)}{k} W(\theta_\pi, \theta_C) d\theta_\pi dk, \quad (3)$$

где $d\sigma/d\Omega$ — сечение реакции (1) в зависимости от угла вылета пиона θ_π и энергии налетающего фотона k , $F(k)/k$ — тормозной γ -спектр, E_π — пороговая энергия реакции (1), $W(\theta_\pi, \theta_C)$ — функция углового разрешения установки. Эта функция рассчитывалась с учетом однозначной связи для реакции (1) энергии пиона E_π , угла θ_π и угла размещения черенковского спектрометра θ_C , также учитывалась эффективность регистрации π^0 -мезонов использованным спектрометром. Расчеты сечения реакции (1) проведены в рамках ядерной модели оболочек с промежуточной связью 1,3 . В расчетах использовано два варианта однонуклонных амплитуд фоторождения пионов, полученных в мультипольных анализах 11,12 . Каждый из этих наборов амплитуд хорошо описывает совокупность экспериментальных данных по $\gamma N \rightarrow \pi N$ реакциям, тогда как величины сечения реакции (1), рассчитанные с амплитудами из 12 в $(8 \div 11)$ раз превышают сечения, вычисленные с амплитудами из работы 11 . Такой результат обусловлен существенным различием в анализах 12,11 величин изоскалярного мультиполя $E_{0+}^{(0)}$, который из-за особенностей ядерного перехода ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ) дает определяющий вклад в сечение реакции (1). Измеренный выход реакции (1) для $\theta_\pi = 40^\circ$ усредненный в диапазоне $\theta_\pi = 15 \div 55^\circ$ равен $Y_\gamma = (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-31}$ см²/ср · экв.кв. Теоретические выходы, рассчитанные с однонуклонными амплитудами из работы 11 — Y_{T1} и работы 12 — Y_{T2} равны: $Y_{T1} = 1,8 \cdot 10^{-33}$ см²/ср · экв.кв., $Y_{T2} = 1,6 \cdot 10^{-32}$ см²/ср · экв.кв. Таким образом, уменьшение величин изоскалярных мультиполей, полученное в анализе 11 в основном за счет вклада от обмена векторными мезонами, приводят к значительному рассогласованию расчетов с экспериментом. По оценкам согласно с экспериментом, по-видимому, не удастся получить, если в расчетах использовать другие волновые функции ядра или учитывать взаимодействие пионов в конечном состоянии. Заметное увеличение (~ 10 раз) сечения реакции (1) можно получить, принимая изотензорный вклад E_{0+}^T в однонуклонную амплитуду больше, чем изоскалярный E_{0+}^0 13 (например, $E_{0+}^T = 6E_{0+}^0$). Для реакции $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + {}^{12}\text{C}^*(2^+; 0)$ дифференциальный выход $Y_\gamma = (4 \pm 0,3) \cdot 10^{-30}$ см²/ср · экв.кв.

В заключение отметим, что наблюдаемый в измеренных спектрах широкий пик для $E_\gamma = 15 \div 25$ МэВ свидетельствует о заметной доли фотообразования нейтральных пионов с возбуждением ядра в области гигантского резонанса.

Литература

1. *Tryasuchev V.A. et al.* Acta Phys. Polonica B, 1981, 12, 207.
2. *Takaki T. et al.* Nucl. Phys. A, 1985, 443, 570.
3. *Трясучев В.А.* ЯФ, 49, 1056.
4. *Koch J., Moniz E.* Phys. Rev. C, 1983, 27, 751.
5. *Arends J. et al.* Nucl. Phys. A, 1986, 454, 579.
6. *Ананикян А.К. и др.* ЯФ, 1987, 46, 401.
7. *Arends J. et al.* Zeit. für Phys. A, 1983, 311, 367.
8. *Белоусов А.С. и др.* Труды ФИАН СССР, 1988, 186, 143.
9. *Кашеваров В.Л., Сокол Г.А.* Труды ФИАН СССР, 1988, 186, 157.
10. *Белоусов А.С. и др.* Труды ФИАН СССР, 1971, 54, 78.
11. *Лебедев А.И., Мангазиев Б.В.* Труды ФИАН СССР, 1988, 186, 77.
12. *Moorhause R. et al.* Phys. Rev. D, 1974, 9, 1.
13. *Weaver D.* Preprint LNF-69/69, Frascati, 1969.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Томского политехнического института

Поступила в редакцию
17 июля 1989 г.