

## НОВЫЕ АСПЕКТЫ В ИЗУЧЕНИИ ПРОЦЕССОВ ФОТОРОЖДЕНИЯ МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

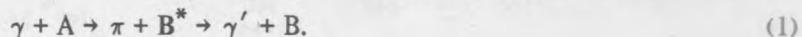
В. Л. Кашеваров, Г. А. Сокол, В. А. Трясучев\*, А. С. Харлашин

*Приводятся результаты расчета для ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{C}$  дифференциальных сечений  $d^2\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_\gamma$ , двухступенчатых радиационных процессов фоторождения пионов на ядрах:  $\gamma + A \rightarrow \pi + B^* \rightarrow \pi + \gamma' + B$ , содержащих информацию о поляризации ядра отдачи. Обсуждается возможность экспериментального изучения таких процессов на синхротроне ФИАН "ПАХРА" (г. Троицк, СССР) и на ускорителе МАМИ II (г. Майнц, ФРГ).*

Одним из интересных аспектов в исследовании парциальных процессов фоторождения мезонов на ядрах



является изучение поляризации ядра отдачи В /1—5/. Прямое измерение поляризации ядра отдачи путем рассеяния на ядре-анализаторе затруднительно, поскольку в области промежуточных энергий фотонов ( $E_\gamma \simeq 1$  ГэВ) ядро отдачи практически не вылетает из мишени. Измерение асимметрии циркулярно-поляризованных фотонов из возбужденных состояний  $B^*$  и построение тензора поляризации  $F_M/2$  является очень трудоемкой задачей, связанной с измерением более десяти компонент распределения, и требует очень высокого выхода реакции. Как показано в /3/, информация о поляризации ядра отдачи содержится уже в угловом распределении гамма-квантов, возникающих от распада возбужденных ядер отдачи в неупругой реакции фоторождения мезонов:

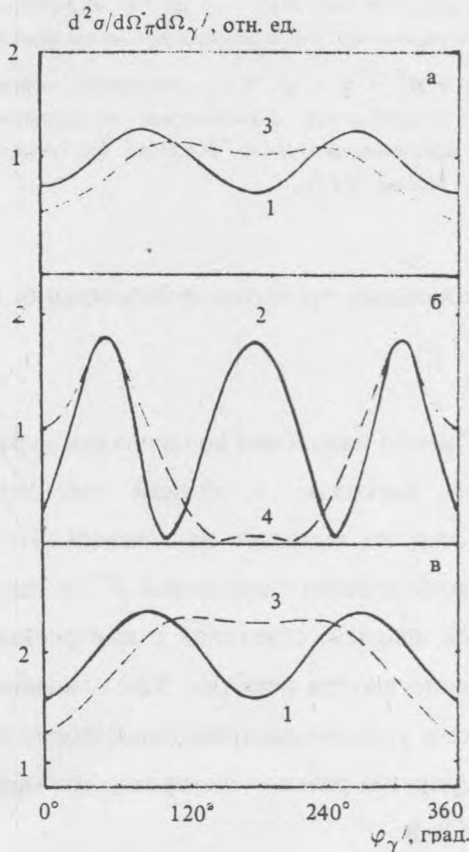


Поэтому измерение дифференциальных сечений  $d^2\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_\gamma$ , реакции (1) — доступный в настоящее время способ изучения поляризации ядра отдачи.

Впервые анизотропия углового распределения гамма-квантов была отмечена в /4/ при вычислении сечений  $d^2\sigma/d\Omega_K d\Omega_\gamma$ , фоторождения  $K^0$ - и  $K^+$ -мезонов на ядрах  ${}^4\text{He}$  с образованием возбужденных состояний  $\Lambda$ -гиперядер  ${}^4_\Lambda\text{He}^*$  и  ${}^4_\Lambda\text{H}^*$ . Было показано, что угловое распределение гамма-квантов определяется другими комбинациями однонуклонных амплитуд фоторождения, нежели угловое распределение мезонов в соответствующих реакциях.

\* Томский политехнический институт, г. Томск.

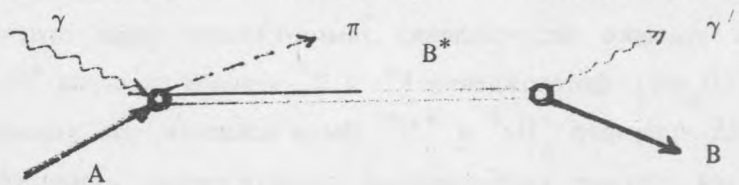
Таким образом, измерение угловой анизотропии ядерных гамма-квантов, помимо сведений о поляризации ядра отдачи, дает дополнительную информацию об амплитудах элементарного процесса  $\gamma + N \rightarrow \pi(K) + N$ . Такая информация может оказаться существенной для более точного определения малых амплитуд в фоторождении пионов, например, таких как  $E_{1+}$  и  $E_{0+}$ . В целом, экспериментальные значения сечений  $d^2\sigma/d\Omega_{\pi}d\Omega_{\gamma}$ , будут представлять большой интерес для проверки существующей теории и ее исходных положений.



На рис. 1 представлены сечения  $d^2\sigma/d\Omega_{\pi}d\Omega_{\gamma'}$  двухступенчатых реакций фоторождения  $\pi^0$ - и  $\pi^+$ -мезонов на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{C}$  в зависимости от полярного и азимутального углов  $\Theta_{\gamma'}$  и  $\varphi_{\gamma'}$  вторичных гамма-квантов. Энергия падающих фотонов  $E_{\gamma} = 300$  МэВ, угол вылетающего  $\pi$ -мезона  $\Theta_{\pi} = 40^{\circ}$ . В качестве полярной оси взято направление гамма-пучка, так что  $\varphi_{\gamma'}$  есть угол между плоскостями  $\gamma\pi$  и  $\gamma\gamma'$ .

Рис. 1. Угловые зависимости сечений  $d^2\sigma/d\Omega_{\pi}d\Omega_{\gamma'}$  для реакций: а)  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^0 + {}^6\text{Li}^*$  (5,37 МэВ)  $\rightarrow \pi^0 + \gamma' + {}^6\text{Li}$ , б)  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + {}^{12}\text{C}^*$  (4,44 МэВ)  $\rightarrow \pi^0 + \gamma' + {}^{12}\text{C}$ , в)  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + {}^{12}\text{B}^*$  (0,95 МэВ)  $\rightarrow \pi^+ + \gamma' + {}^{12}\text{B}$ ;  $\Theta_{\gamma'} = 90^{\circ}$  (1),  $110^{\circ}$  (2),  $140^{\circ}$  (3),  $145^{\circ}$  (4).

Двухступенчатая реакция (1) может быть представлена полюсной диаграммой



где возбужденное ядро  $B^*$  можно рассматривать как промежуточную нестабильную частицу с массой  $m_{B^*}$  и с шириной возбужденного состояния  $\Gamma$ . Тогда амплитуду процесса (1) можно записать в виде:

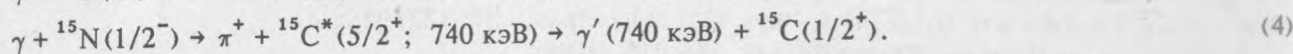
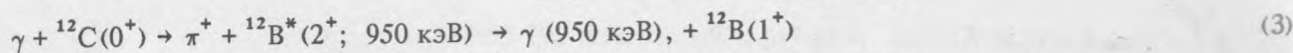
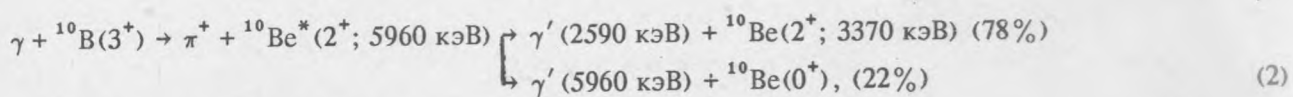
$$\langle f | \hat{T} | i \rangle = \frac{\sum_{M^*} \langle B | \hat{T}_\gamma(R, J) | B^*(J^*, M^*) \rangle \langle B^*(J^*, M^*) | \hat{T}_{ph} | A \rangle}{m_B^2 - S - i\Gamma m_B^*},$$

где  $\hat{T}_{ph}$  — оператор фоторождения пиона на ядре;  $\hat{T}_\gamma(R, J)$  — оператор радиационного перехода  $B^* \rightarrow \gamma' + B$ ;  $R, J$  обозначают тип и мультипольность излучения;  $J^*, M^*$  — спин и проекция спина возбужденного состояния ядра  $B^*$ . Существенным в этом подходе является предположение, что проекция спина ядра  $B^*$  не нарушается за его время жизни в мишени.

Как видно из рис. 1, анизотропия в угловом распределении гамма-квантов оказывается значительной, особенно для реакции  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + {}^{12}\text{C}^*(4,44 \text{ МэВ})$ . Исследование таких реакций может рассматриваться как проведение своеобразных поляризационных экспериментов, в которых нет необходимости иметь поляризованный пучок или поляризованную мишень, или осуществлять вторичное рассеяние.

Для экспериментального изучения таких двухступенчатых реакций планируется использовать метод  $\pi\gamma'$ -совпадений, который уже применялся в эксперименте на пучке тормозных гамма-квантов для измерения сечения реакции  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + {}^{12}\text{B}^*(0,95 \text{ МэВ})$  в области энергий фотонов  $E_\gamma = 220 - 300 \text{ МэВ}$  /6/. Принципиальной особенностью метода  $\pi\gamma'$ -совпадений является возможность выделения различных каналов реакции (1) при работе на пучке тормозного излучения. Точность выделения перехода в определенное состояние конечного ядра определяется энергетическим разрешением  $\gamma'$ -детектора гамма-излучения и схемой распада состояний конечного ядра и не зависит от толщины мишени и энергетического разрешения детектора  $\pi$ -мезонов, что характерно для исследования таких реакций с помощью спектрометрии  $\pi$ -мезонов магнитными системами. Это обстоятельство позволяет использовать достаточно толстые мишени для увеличения выхода реакции и регистрировать мезоны достаточно простыми детекторами.

Методика  $\pi\gamma'$ -совпадений позволяет проводить исследования для широкого набора ядер и переходов. Однако наиболее простыми с точки зрения однозначности идентификации возбужденного состояния конечного ядра являются следующие реакции:



Как показывает оценка выходов  $\pi\gamma'$ -совпадений  $N(\pi\gamma')$ , проведение экспериментальных исследований реакций (2)—(4) вполне реально на существующих ускорителях электронов

"ПАХРА" (г. Тронцк, СССР) или МАМИ II (г. Майнц, ФРГ). Оценка выходов  $N(\pi\gamma')$  для реакции (3) на пучке меченых фотонов МАМИ II может быть сделана по следующей формуле:

$$N(\pi\gamma') = d^2\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_{\gamma'} N_\gamma N_n \Omega_\pi \Omega_{\gamma'} \eta_\pi \eta_{\gamma'} n,$$

где  $d^2\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_{\gamma'} = (0,1 - 1,0) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}^2$  — сечение реакции (3),  $N_\gamma = 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  — число фотонов на интервал  $\Delta E_\gamma = 20 \text{ МэВ}$ ,  $N_n = 3,5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$  — число ядер в мишени (графит,  $l = 3 \text{ см}$ ),  $\Omega_\pi = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ ср}$  — телесный угол  $\pi$ -телескопа при угловых размерах по  $\Theta_\pi$  и  $\varphi_\pi \pm 5^\circ$ ,  $\Omega_{\gamma'} = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ ср}$  — телесный угол  $\gamma'$ -детектора при угловых размерах по  $\Theta_{\gamma'}$  и  $\varphi_{\gamma'} \pm 5^\circ$ ,  $\eta_\pi = 1$  — эффективность регистрации  $\pi$ -мезонов,  $\eta_{\gamma'} = 0,15$  — эффективность регистраций гамма-квантов с  $E_{\gamma'} = 1 \text{ МэВ}$ ,  $n = 12$  — число детекторов  $\pi$ -мезонов. В итоге  $N(\pi\gamma') = 0,6 - 6,0$  отсчетов/час для каждого  $\gamma'$ -детектора. При этом предполагалось, что для регистрации гамма-квантов используется 12 детекторов NaI ( $\varnothing = 50$ ,  $h = 50 \text{ мм}$ ), а для регистрации  $\pi$ -мезонов — 12 сцинтилляционных телескопов, каждый из которых состоит из двух детекторов.

Ожидается, что выходы  $\pi\gamma'$ -совпадений на пучке меченых фотонов ускорителя "ПАХРА" при той же структуре установки будут примерно в 10 раз меньше из-за меньшей интенсивности пучка, поскольку ускоритель в Майнце имеет непрерывный пучок, в то время как на ускорителе "ПАХРА" коэффициент заполнения составляет 0,1.

При проведении экспериментов на пучке тормозного излучения ускорителя "ПАХРА" можно получить увеличение выхода в 10—20 раз, в основном из-за большей интенсивности пучка. Однако при этом ожидается и увеличение фоновой загрузки, что заставит уменьшить интенсивность первичного пучка, чтобы обеспечить допустимое соотношение эффект/фон. В конечном счете выходы  $\pi\gamma'$ -совпадений на тормозном пучке ускорителя "ПАХРА", по-видимому, окажутся сравнимыми с выходами на пучке меченых фотонов МАМИ II.

Авторы выражают благодарность И. Адаму, Б. Б. Говоркову, А. И. Лебедеву, В. Н. Фетисову, Р. А. Эрамжану за полезное обсуждение ряда вопросов, затронутых в работе, и А. В. Колчину за помощь в расчетах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gryasuchev V. A. et al. Acta Phys. Polon., B12, 207 (1981).
2. Ramachandran G. et al. J. Phys. G., Nucl. Phys., 12, 1221 (1986).
3. Лебедев А. И. и др. Труды ФИАН, 186, 196 (1988).
4. Козлов М. И., Фетисов В. Н. Препринт ФИАН № 25, М., 1974.
5. Sotona M., Zofka J. Czech. J. of Phys., B40, 1091 (1990).
6. Adam J. et al. Soviet Phys. — Lebedev Inst. Reports., № 10, 25 (1988).

Поступила в редакцию 12 февраля 1991 г.