

УДК 539.172

В.А. ТРЯСУЧЁВ, А.Г. КОНДРАТЬЕВА, А.С. ГОГОЛЕВ

**КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕКОГЕРЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В УПРУГОМ ФОТОРОЖДЕНИИ  $\pi^0$  НА ЛЁГКИХ ЯДРАХ\***

В модели  $p$ -оболочечных ядер с промежуточной связью в рамках импульсного приближения вычислены сечения упругого фоторождения  $\pi^0$ -мезона на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$  в области энергий возбуждения  $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанса. Одновременно приводится алгоритм расчёта сечения для реакции  $\gamma {}^7\text{Li} \rightarrow \pi^0 {}^7\text{Li}$ .

*Ключевые слова:* модель ядерных оболочек, реакция фоторождения, изобара внутри ядра.

В работе [1] представлен подход к расчёту сечений упругих реакций фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на лёгких ядрах с  $4 < A < 16$  и применён к анализу измеренных авторами [2] дифференциальных сечений реакции



от порога до энергии налетающих фотонов  $K_0 \approx 400$  МэВ. Правда, для удовлетворительного описания сечений реакции (1) в указанной области энергий пришлось отказаться от когерентности фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на всех нуклонах ядра и добавить поглощения фотовозбуждённых изобар  $\Delta(1232)3/2^+$ . Измеренные в [2] сечения реакции (1) сравниваются с рассчитанными при различных энергиях фотонов на рис. 1.

Вычислялись сечения упругого фоторождения  $\pi^0$  на ядре  ${}^7\text{Li}$  следующим образом. Точечная кривая показывает дифференциальные сечения, вычисленные по приближённой формуле [1] с учётом когерентного фоторождения пионов на всех  $A$  нуклонах ядра:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A^2 K \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \left| H^{00}(\lambda) \right|^2 \left[ \frac{4}{A} F_{00}(p) + \frac{A-4}{A} F_{01}(p) \right]^2. \quad (2)$$

Здесь  $K$  – кинематический множитель, который включает суммирование и усреднение по проекциям спинов конечного и начального ядер соответственно;  $H^{00}$  – изовекторная часть спин-независимой амплитуды фоторождения пионов на нуклонах, которая может быть представлена в тензорном виде

$$H^{00} + H^{01}\tau + H^{10}\sigma + H^{11}\sigma\tau, \quad (3)$$

где  $\sigma$  – спиновый и  $\tau$  – изоспиновый операторы нуклона [1, 3];  $\lambda$  – индекс поляризации фотона;  $F_{00}, F_{01}$  – формфакторы  $s$ - и  $p$ -оболочек ядра, которые в модели оболочек с осцилляторным потенциалом имеют простой вид [3]:

$$F_{00} = \exp\left[-(A-1)/A \cdot p^2 r_0^2\right], \quad F_{01} = \exp\left(1-1/6 \cdot p^2 r_0^2\right) \exp\left[-(A-1)/A \cdot p^2 r_0^2\right], \quad (4)$$

где  $p = |\mathbf{p}|$  – переданный при фотообразовании мезона ядру трёхмерный импульс;  $r_0$  – ядерный осцилляторный параметр. Для ядра  ${}^7\text{Li}$  этот параметр брался равным 1.9 Фм в соответствии со среднеквадратичным радиусом этого ядра  $r_{\text{ms}} = 2.41$  Фм. Налицо большое превышение вычисленных сечений над экспериментальными.

Если отказаться от когерентного рождения  $\pi^0$  на *всех* нуклонах ядра в упругой реакции фоторождения, но оставить когерентность образования  $\pi^0$ -мезонов на нуклонах  $s$ - и  $p$ -оболочек ядра по отдельности, то получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A^2 K \sum \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \left| H^{00}(\lambda) \right|^2 \left[ \frac{4}{A} F_{00}(p) \right]^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \left| H^{00}(\lambda) \right|^2 \left[ \frac{A-4}{A} F_{01}(p) \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

\* Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета.

Уважаемые читатели!

Доступ к полнотекстовой версии журнала  
**«Известия высших учебных заведений. Физика»**  
осуществляется на платформе  
Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU  
на платной основе:

<https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>