

*Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 1, стр. 47 – 49*

*5 июля 1972 г.*

**КОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ  
ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ СО СПИНОМ 0**

*М. И. Адамович, А. И. Лебедев*

Среди квантовых чисел тяжелых нейтральных мезонных резонансов ( $X^0$ ,  $D$ ,  $E$  и др.) однозначно не установлены их спины  $J$  и четности  $P$ . Так у  $X^0$  (958)-мезона возможными значениями могут быть  $0^-, 2^-$ ; у  $D$  (1285) –  $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$ ; у  $E$  (1422) –  $J^P = 0^-, 1^+ [1, 2]$ . Ниже обсуждается возможность определения спинов нейтральных мезонов  $M^0$

при исследовании реакций когерентного (упругого) их фоторождения на ядрах со спином 0, например, на  $\text{He}^4$



Разрешенные низшие мультипольные переходы  
в реакции  $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + M^0$

Спин и четность мезона	Орбитальный момент мезона	Тип мультиполя	Полный момент и четность системы $J^P$	Угловое распределение $W(\theta)$
$0^-$	1	M1	$1^+$	$\sin^2 \theta$
$1^+$	0	M1	$1^+$	const
	1	E1	$1^-$	$1 + \cos^2 \theta$
	1	M2	$2^-$	$1 + \cos^2 \theta$
$2^-$	0	M2	$2^-$	const
	1	M1	$1^+$	$7 - \cos^2 \theta$
	1	E2	$2^+$	$5 - 3\cos^2 \theta$
	1	M3	$3^+$	$7 - 3\cos^2 \theta$

В таблице приведены низшие мультипольные переходы этой реакции и соответствующие им угловые распределения мезонов в системе центра масс  $W(\theta)$ . Как видно из таблицы, сечение процесса (1) для углов вылета мезонов 0 и 180° в случае  $J^P = 0$  обращается в нуль, оно отлично от нуля в случае  $J \geq 1$ . Такие свойства сечений не зависят от ограничения конечным числом мультипольной и есть общее следствие закона сохранения момента количества движения.

В таблице не учтена модификация угловых распределений, обусловленная зависимостью формфактора  $F(\Delta)$  ядра от передаваемого импульса  $\vec{\Delta} = \mathbf{k} - \mathbf{q}$ , где  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{q}$  — импульсы фотона и мезона соответственно. Если представить оператор фоторождения мезонов с изоспином  $I = 0$  (такowymi являются  $\eta$ ,  $X^0$ ,  $D$ ,  $E$  — мезоны) на протонах  $P$  или нейтронах  $n$  в виде

$$T_{P,n} = e^{i\vec{\Delta} \cdot \vec{r}} [(K^v \pm K^s) \vec{\sigma} + (L^v + L^s)] \quad (2)$$

(здесь  $\vec{r}$ ,  $\vec{\sigma}$  — радиус-вектор и оператор спина нуклона соответственно, индексы  $v$  и  $s$  обозначают изовекторную и изоскалярную части амплитуды то дифференциальное сечение реакции (1) в импульсном

приближении запишется следующим образом

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 16 |L^s(\theta)|^2 F^2(\Delta). \quad (3)$$

Для случая  $J = 0$  имеем  $|L(\theta)|^2 \sim \sin^2\theta f(\theta)$ , где  $f(0^\circ) \neq 0$ ; для  $J^P = 1^+, 2^-$  имеем  $|L(\theta = 0^\circ)|^2 > 0$ . Таким образом, измеренные отношения  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta > 0^\circ)$  может дать сведения о спине нейтральных мезонов.

Учет формфактора  $F(\Delta)$  приводит к преимущественному испусканию мезонов под малыми углами в реакции (1) и к существенному уменьшению величины сечения, так как передаваемые импульсы оказываются значительными. Например, для фоторождения  $X^0$ -мезона под углом  $\theta = 0^\circ$  и энергии фотонов  $K = 1,29 \text{ Гэв}$   $\Delta^2 = 0,23 (\text{Гэв}/c)^2$  и формфактор ядра  $\text{He}^4$  составляет [3]  $F = 4,4 \cdot 10^{-2}$ ; для  $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$  квадрат передаваемого импульса  $\Delta^2 = 0,37 (\text{Гэв}/c)^2$  и  $F = 3 \cdot 10^{-3}$ . В силу малости  $F^2$  образование мезонов будет происходить преимущественно за счет неупругого процесса (с расщеплением ядра). Это следует из полученного в приближении теоремы полноты выражения для суммарного сечения упругого и неупругого процессов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A^2 |L^s|^2 F(\Delta) + A[1 - F(\Delta)](|K^v|^2 + |K^s|^2 + |L^v|^2 + |L^s|^2). \quad (4)$$

Таким образом, для выделения упругого процесса (1) необходимо регистрировать ядра отдачи  $\text{He}^4$ . Соотношения (3) и (4) позволяют найти оптимальные условия постановки экспериментов. Эти же соотношения могут быть использованы для оценки сечений процессов  $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + X^0$  и  $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \eta$ , если сделать предположение о доминирующей роли амплитуды  $L^s$  и воспользоваться имеющимися данными о фоторождении  $X^0$ - и  $\eta$ -мезонов на нуклонах [2, 4]. Следует отметить, что независимое подтверждение псевдоскалярности  $\eta$ -мезона крайне желательно.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
24 мая 1972 г.

### Литература

- [1] Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 43, 1, 1971.
- [2] G.De Franceschi, A.Reale. G.Salvini. Ann Rev. Nucl. Science, 21, 1, 1971.
- [3] A.Malecki, P.Picchi. Riv. Nuovo Cim., 2, 119, 1970.
- [4] АБВНМ — Collaboration. Phys. Rev., 175, 1669, 1969.