

## ФОТООБРАЗОВАНИЕ МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

### И $SU(6)$ -СИММЕТРИЯ

М.П.Рекало

В настоящей заметке указываются некоторые следствия  $SU(6)$ -симметрии [1] для процессов фотообразования мезонов на нуклонах. Предполагается, как это обычно делается [2], что использование  $SU(6)$ -симметрии оправдано в случае образования мезонов в  $\lambda$ -состоянии (при этом поглощается  $\gamma$ -квант электрического дипольного типа). Тогда амплитуду фотообразования можно записать в следующем виде:

$$F = \bar{\psi}^{A'B'C'} \left[ \delta_{A'}^A \delta_{B'}^B \delta_{C'}^C M_E^D Q_D^E a_1 + 18a_2 \delta_{B'}^B \delta_{C'}^C (M_D^A Q_{A'}^D + M_{A'}^D Q_D^A) + \right. \\ \left. + 18a_3 \delta_{B'}^B \delta_{C'}^C (M_D^A Q_{A'}^D - M_{A'}^D Q_D^A) + a_4 \delta_{C'}^C M_{A'}^A Q_{B'}^B \right] \psi_{ABC}, \quad (1)$$

где  $\psi_{ABC}$  - симметрический тензор, описывающий барионы,  $M_{A'}^A$  - тензор второго ранга, описывающий мезоны;

$$Q_{A'}^A \equiv Q_{i'k'}^{i\alpha} = (\vec{\sigma} \cdot \vec{E})_i^i Q_{k'}^\alpha, \quad Q_{k'}^\alpha = \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $\vec{E}$  - вектор поляризации  $\gamma$ -кванта. Амплитуда (1) описывает наблюдаемые реакции фотообразования следующих типов:  $\gamma + N \rightarrow B + P$ ,  $\gamma + N \rightarrow B^* + P$ ,  $\gamma + N \rightarrow B + V$ ,  $\gamma + N \rightarrow B^* + V$ , где  $B, B^*$  -

барьоны из октета или декуплета,  $P, V$  - псевдоскалярный или векторный мезон. Будем интересоваться процессами первых двух типов, поскольку образование мезонов в  $\frac{1}{2}$  - состоянии описывается в этом случае одной амплитудой, соответствующей полному моменту  $I=1/2$  для  $\gamma + N \rightarrow B + P$  и  $I = 3/2$  для  $\gamma + N \rightarrow B^* + V$ .

Из (I) вытекает для амплитуд процессов  $\gamma + N \rightarrow B + P$  следующая структура:

$$\begin{aligned}
 f_3(\gamma P \rightarrow n \pi^+) &= a_2 + 3a_3 + 5a_4, & f_3(\gamma n \rightarrow p \pi^-) &= a_2 - 3a_3 + 5a_4, \\
 f_3(\gamma P \rightarrow p \pi^0) &= -\sqrt{2}a_2 + 4\sqrt{2}a_4, & f_3(\gamma n \rightarrow n \pi^0) &= -2\sqrt{2}a_2 - \sqrt{2}a_4, \\
 f_3(\gamma P \rightarrow p \eta) &= 3\sqrt{6}a_2, & f_3(\gamma n \rightarrow n \eta) &= 2\sqrt{6}a_2 + \sqrt{6}a_4, \\
 f_3(\gamma P \rightarrow \Sigma^+ K^0) &= -10a_2 + 4a_4, & f_3(\gamma n \rightarrow \Sigma^- K^+) &= 5a_2 + 15a_3 - 2a_4, \\
 f_3(\gamma P \rightarrow \Sigma^0 K^+) &= \frac{5}{\sqrt{2}}a_2 + \frac{15}{\sqrt{2}}a_3 + \frac{1}{\sqrt{2}}a_4, & f_3(\gamma n \rightarrow \Sigma^0 K^0) &= 5\sqrt{2}a_2 - \frac{1}{\sqrt{2}}a_4, \\
 f_3(\gamma P \rightarrow \Lambda K^+) &= \sqrt{\frac{3}{2}}(a_2 + 3a_3 - 3a_4), & f_3(\gamma n \rightarrow \Lambda K^0) &= -\sqrt{\frac{3}{2}}(2a_2 + 3a_4).
 \end{aligned} \quad (3)$$

Согласно (3) между амплитудами выполняются соотношения:

$$\begin{aligned}
 f_3(\gamma P \rightarrow n \pi^+) + f_3(\gamma n \rightarrow p \pi^-) &= \sqrt{2} [f_3(\gamma P \rightarrow p \pi^0) - f_3(\gamma n \rightarrow n \pi^0)] \quad (4a) \\
 f_3(\gamma P \rightarrow \Sigma^+ K^0) + f_3(\gamma n \rightarrow \Sigma^- K^+) &= \sqrt{2} [f_3(\gamma P \rightarrow \Sigma^0 K^+) - f_3(\gamma n \rightarrow \Sigma^0 K^0)],
 \end{aligned}$$

справедливые на уровне изотопической  $SU(2)$ - симметрии;

$$\begin{aligned}
 f_3(\gamma P \rightarrow n \pi^+) &= \sqrt{2} f_3(\gamma P \rightarrow \frac{\Sigma^0 - \sqrt{3}\Lambda}{2} K^+), & f_3(\gamma P \rightarrow \Sigma^+ K^0) &= \sqrt{2} f_3(\gamma P \rightarrow p \frac{\pi^0 - \sqrt{3}\eta}{2}), \quad (4b) \\
 f_3(\gamma n \rightarrow n \frac{\pi^0 - \sqrt{3}\eta}{2}) &= -f_3(\gamma n \rightarrow \frac{\Sigma^0 - \sqrt{3}\Lambda}{2} K^0),
 \end{aligned}$$

справедливые в  $SU(3)$ - симметрии;

$$\begin{aligned}
 f_3(\gamma n \rightarrow n \eta) &= -\sqrt{3} f_3(\gamma n \rightarrow n \pi^0), \\
 \sqrt{3} f_3(\gamma P \rightarrow p \eta) &= f_3(\gamma P \rightarrow p \pi^0) - \sqrt{2} f_3(\gamma P \rightarrow \Sigma^+ K^0) = \\
 &= 2f_3(\gamma n \rightarrow \Sigma^0 K^0) - f_3(\gamma n \rightarrow n \pi^0) - f_3(\gamma P \rightarrow p \pi^0) - 4f_3(\gamma n \rightarrow n \pi^0), \quad (4b)
 \end{aligned}$$

справедливые только в  $SU(6)$ - симметрии.

Наиболее подробные данные относительно фотообразования вблизи порога имеются для реакций образования  $\pi$ - мезонов. Известно, что

образование нейтральных  $\pi^0$  - мезонов значительно подавлено по сравнению с образованием заряженных  $\pi^\pm$  - мезонов. Так, согласно электрической дипольной модели:

$$f_3(\gamma n \rightarrow n \pi^0) = 0, |f_3(\gamma n \rightarrow p \pi^-)| / |f_3(\gamma p \rightarrow n \pi^+)|^2 = 1, 3, \quad (5)$$

откуда, считая  $a_2$ ,  $a_3$ ,  $a_4$  вещественными, нетрудно получить

$$|f_3(\gamma p \rightarrow p \pi^0)|^2 / |f_3(\gamma p \rightarrow n \pi^+)|^2 \approx \frac{1}{100},$$

что хорошо согласуется с предсказаниями дипольной модели.

Согласно (5) амплитуды  $a_2$ ,  $a_4$  значительно меньше амплитуды  $a_3$ :

$$a_2/a_3 = -a_4/2a_3 \approx \frac{1}{50}.$$

Это приводит к следующим результатам: 1) фотообразование  $\eta$  - мезонов в  $\zeta$  - состоянии должно быть подавлено; 2) сечение образования  $\Lambda$  - гиперонов на протоне должно значительно превышать сечение фотообразования  $\Lambda$  - гиперонов на нейтроне; 3) в реакциях  $\gamma + N \rightarrow \Sigma + K$  заряженных  $K^\pm$  - мезонов должно образовываться значительно больше, чем нейтральных  $K^0$  - мезонов.

В терминах параметров  $a_2$ ,  $a_3$  и  $a_4$  можно получить также выражения для амплитуд процессов  $\gamma + N \rightarrow B^* + p$ . Опуская явный вид этих выражений, отметим только, что вытекающие из них соотношения для амплитуд полностью совпадают с соотношениями, справедливыми в  $SU(3)$ - симметрии, специфические же для  $SU(6)$ - симметрии соотношения запутывают амплитуды фотообразования барионов и барионных резонансов. Если удерживать только амплитуду  $a_3$ , получим, что сечения образования заряженных мезонов совместно с изобарой значительно превышают сечения образования нейтральных мезонов - факт совершенно естественный с точки зрения модели электрического дипольного поглощения.

Поступило в редакцию

28 июля 1965 г.

## Литература

- [1] F.Gürsey, L.Radicati. Phys.Rev. Lett., 13, 173, 1965 ; A.Pais. Phys.Rev. Lett., 13, 175, 1964; B.Sakita. Phys.Rev., 136,B1756, 1964; F.Gürsey, A.Pais, L. Radicati. Phys.Rev. Lett.,13, 299, 1964.
- [2] K.Johnson, S.B.Treiman. Phys.Rev. Lett., 14, 189, 1965; R.Blankenbecler, M.L.Goldberger, K.Johnson, S.B.Treiman. Phys. Rev.Lett., 14, 518, 1965; J.G.Carter, J.J.Coyne, S.Meshkov. Phys. Rev.Lett., 14, 523, 1965; V.Barger, M.H.Rubin. Phys.Rev.Lett., 14, 713, 1965.
- [3] У.Локк. Ядерная физика частиц высоких энергий. Изд.иностр.лит., 1962.