

КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ,
ФОТОРОЖДЕНИЕ π^0 И η -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТ-
НЫЕ ФОРМФАКТОРЫ НУКЛОНОВ

М.П.Рекало

Существенный вклад в амплитуду фоторождения π^0 - мезонов на протоне под малыми углами при больших энергиях γ - квантов вносят периферические механизмы, соответствующие обмену векторными мезонами [1]. Интерес к таким механизмам обусловлен возможностью определить ширины радиационных распадов векторных мезонов. В настоящей заметке оценивается отношение вкладов различных векторных мезонов в амплитуды процессов $\gamma + P \rightarrow P + \pi^0$, $\gamma + P \rightarrow P + \eta$. Матричный элемент, описывающий обмен векторным мезоном, записывается в следующем виде:

$$M = \bar{u}(P_2) \left[P_\mu F_E + i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P_\nu q_\rho F_S F_M \right] u(P_1) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} e_\nu k_\rho z_\sigma, \quad (1)$$

$$F_E = \frac{G_E g(V \rightarrow P\gamma)}{q^2 - m_\gamma^2}, \quad F_M = \frac{G_M g(V \rightarrow P\gamma)}{q^2 - m_\gamma^2},$$

где G_E, G_M - константы взаимодействия векторных мезонов с нуклонами, $g(V \rightarrow P\gamma)$ - константа, отвечающая за распад $V \rightarrow P + \gamma$, $P = P_1 + P_2$, $q = P_1 - P_2$, P_1, P_2 , k, z - 4-мерные импульсы начального, конечного протонов, фотона и образующегося мезона, e - вектор поляризации γ -кванта, m_γ - масса промежуточного векторного мезона.

Согласно $SU(6)$ - симметрии [2] для констант типа G_E имеет место F - связь, для констант G_M связи типа F, D входят в пропорции $(3D + 2F)$. Константы $g(V \rightarrow P\gamma)$ в рамках $SU(6)$ - симметрии [3] можно выразить через один параметр. Используя эти соображения, получим для амплитуд фоторождения π^0 и η -мезонов:

$$F_E(\pi) = \alpha_E \left(\frac{1}{q^2 - m_\rho^2} + \frac{3}{q^2 - m_\omega^2} \right), \quad F_M(\pi) = \alpha_M \left(\frac{1}{q^2 - m_\rho^2} + \frac{3}{q^2 - m_\omega^2} \right),$$

$$F_E(\eta) = \frac{\alpha_E}{\sqrt{3}} \left(\frac{3}{q^2 - m_\rho^2} + \frac{1}{q^2 - m_\omega^2} - \frac{4}{q^2 - m_\eta^2} \right), \quad (2)$$

$$F_M(\eta) = \frac{\alpha_M}{\sqrt{3}} \left(\frac{3}{q^2 - m_\rho^2} + \frac{1}{q^2 - m_\omega^2} + \frac{4/5}{q^2 - m_\eta^2} \right),$$

где величины a_E и a_M пропорциональны произведению констант G_E или G_M и $g(V \rightarrow P\Gamma)$.

Отметим, что в дифференциальном сечении отсутствует интерференция слагаемых, пропорциональных F_E и F_M ; причем F_E приводит к угловой зависимости сечения $\sim \sin^2 \theta$, т.е. приводит к исчезающему под нулевым углом вкладу. Напротив, F_M дает неисчезающий под нулевым углом вклад. Такое поведение легко понять, если вспомнить, что F_E связано с амплитудой фотообразования без переворачивания спина нуклона, F_M связано с амплитудой с переворачиванием спина. Различная угловая зависимость вкладов F_E и F_M позволяет в принципе разделить эти вклады.

Из (2) следует:

1) в амплитуду π^0 -образования не дает вклада обмен φ -мезоном, в амплитуду же γ -образования дают вклад все три векторные мезоны;

2) вклад ω -мезона в 9 раз превышает вклад ρ -мезона в π^0 -фотообразование, при этом существенна также интерференция ω -и ρ -вкладов. Напротив, в γ -фотообразование вклад ρ -мезона в 9 раз превышает вклад ω -мезона;

3) из-за близости масс ω , ρ , φ -мезонов $F_E(\gamma) \approx 0$;

4) в рассматриваемом приближении сечение фотообразования π^0 -мезонов под нулевым углом в 3 раза превышает сечение фотообразования γ -мезонов.

Попытаемся сравнить предсказания $SU(6)$ -симметрии для констант взаимодействия векторных мезонов с нуклонами, используя экспериментальные данные относительно электромагнитных формфакторов нуклонов. Согласно современным представлениям формфакторы аппроксируются суммой вкладов полюсных диаграмм, соответствующих обмену нейтральными векторными мезонами, причем константы G_E определяют зарядовые формфакторы, G_M - магнитные формфакторы. В исследованной области q^2 изотопически скалярные формфакторы определяются

вкладами ω и φ - мезонов, изотопически векторные - вкладом ρ - мезона и гипотетического ρ' - мезона [4] :

$$G_{ES} = \frac{1,24}{1-q^2/15,8} - \frac{0,74}{1-q^2/26,7}, \quad G_{EV} = \frac{2,01}{1-q^2/145} - \frac{1,51}{1-q^2/23,0},$$

$$G_{MS} = \frac{1,12}{1-q^2/15,8} - \frac{0,68}{1-q^2/26,7}, \quad G_{MV} = \frac{6,23}{1-q^2/145} - \frac{3,87}{1-q^2/23,0},$$

где в чисителях стоят произведения соответствующих констант взаимодействия. Отсюда имеем для отношений констант следующие величины:

$$G_M (PP\omega) \tilde{f}_\omega / G_M (PP\varphi) \tilde{f}_\varphi = -1,65(-2,5),$$

$$G_M (PPP\rho) \tilde{f}_\rho / G_M (PP\varphi) \tilde{f}_\varphi = -9,1(-7,5),$$

$$G_E (PP\omega) \tilde{f}_\omega / G_E (PP\varphi) \tilde{f}_\varphi = 1,7(0,5),$$

$$G_E (PPP\rho) \tilde{f}_\rho / G_E (PP\varphi) \tilde{f}_\varphi = -2,7(1,5),$$

где в скобках приведены теоретические отношения. Если для магнитных формфакторов имеется удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических отношений, то для зарядовых формфакторов имеет место несовпадение по величине и по знаку теоретических и экспериментальных отношений.

Физико-технический институт

Поступило в редакцию

Академии наук УССР

7 октября 1965 г.

г. Харьков

Литература

- [1] R.M.Talman, C.R.Clinesmith, R.Gomez, A.V.Tollestrup. Phys. Rev. Lett., 9, 177, 1962; R.Alvarez, Z.Bar-Yam, W.Kern, D.Luckey, L.S.Osborne, S.Tazzari, R.Fessel. Phys. Rev. Lett., 12, 707, 1964.
- [2] A.Salam, R.Delbourgo, Strathdee. Proc. Roy. Soc. (London), 284, 146, 1965.
- [3] М.П.Рекало. Письма ЖЭТФ, 1, вып. 3, 31, 1965.
- [4] J.R.Dunning, Jr., K.W.Chen, A.A.Cone, G.Hartwig, N.F.Ramsey, J.K.Walker, R.Wilson. Phys. Rev. Lett., 13, 631, 1964.

ПОПРАВКА

к статье А.А.Маненкова, Ю.К.Данилейко "Концентрационная и температурная зависимости времен спин-решеточной релаксации ...", помещенной в "Письмах ЖЭТФ", т. 2, вып. 9.

По вине автора в статье допущены опечатки.

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
414	8 сверху	... о независимости величин T_1 в о независимости величин T_1 от концентрации в ...
417	2 сверху	Один из них зависит ...	Один из них не зависит ...