ЛЕПТОННЫЙ РАСПАД ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

В.М.Шехтер

Матричный элемент для вероятности распада векторного мезона ρ^0 , ω или φ на пару e^+e^- или $\mu^+\mu^-$ определяется теми же диаграммами, что и его собственная энергия. В недавней работе [1] предлагалось использовать это обстоятельство для определения неперенормированной массы векторных мезонов с целью проверки унитарной симметрии. В настоящей заметке мы исходим из несколько более сильных предположений, что позволяет оценить вероятность лептонного распада ρ^0, ω и φ .

Будем считать, прежде всего, что с хорошей точностью сильные взаимодействия унитарно симметричны и что векторные мезоны взаимодействуют с сохраняющимися токами [2]. Тогда лагранжиан сильного взаимодействия для ρ^0- мезона и 8-й компоненты октета X^8 имеет вид

$$g\left[\rho_\mu J^3_\mu + X^8_\mu J^8_\mu\right],$$

где g - константа, а J^3_μ и J^8_μ - сохраняющиеся токи, преобразующиеся как третья и восьмая компоненты унитарного октета. Те же самые токи входят в лагранжиан электромагнитного взаимодействия

$$\frac{1}{2} e A_\mu \left[J^3_\mu + \frac{1}{\sqrt{3}} J^8_\mu\right].$$

Кроме того, мы полагаем далее, что основная часть массы векторных мезонов создается благодаря сильному взаимодействию, а не за счет затравочной массы. Поскольку вершинная часть для перехода векторного мезона в виртуальный γ- квант и значение массового оператора для такого мезона определяются одними и теми же диаграммами, то из указанных предположений вытекают равенства

$$\langle\gamma|\rho^0\rangle = \frac{e m_\rho^2}{2g},$$

$$\langle\gamma|\omega\rangle = \frac{e m_\omega^2}{2g\sqrt{3}} \sin\theta,$$

$$\langle\gamma|\varphi\rangle = \frac{e m_\varphi^2}{2g\sqrt{3}} \cos\theta.$$

Здесь θ - угол смешивания $\omega-\varphi$, определяемый равенствами (X^0 - унитарный синглет):

$$X^8 = \varphi\cos\theta + \omega\sin\theta,$$

$$X^0 = -\varphi\sin\theta + \omega\cos\theta.$$

Экспериментальным массам φ и ω наряду с соотношением Гелл-Манна - Окубо соответствует $\sin\theta = \sqrt{1/3}$. При отсутствии миксинги $\theta = 0$. Выписанные соотношения получены с учетом в первом порядке взаимодействия, нарушающего унитарную симметрию.

Согласно[3,4,7], вероятность распада ρ^0, ω и φ на пару лептонов ℓ^+ и ℓ^- можно теперь записать в виде

$$\Gamma(\rho^0 \to \ell^+\ell^-) = \alpha^2 (g^2/4\pi)^{-1} m_\rho / 12,$$

$$\Gamma(\omega \to \ell^+\ell^-) = \alpha^2 (g^2/4\pi)^{-1} m_\omega \sin^2\theta / 36,$$

$$\Gamma(\varphi \to \ell^+\ell^-) = \alpha^2 (g^2/4\pi)^{-1} m_\varphi \cos^2\theta / 36,$$

где $\alpha^2 = e^2/4\pi$ = I/I37, а массой лептонов мы пренебрегаем.

Чтобы прийти к окончательному результату, надо еще оценить константу $g^2/4\pi$. Это можно сделать, используя экспериментальное значение вероятности распада $\rho \to \pi + \pi$, которому соответствует $g^2/4\pi$ = 0,5. Принимая эту величину, находим

$$\Gamma(\rho^0 \to \ell^+\ell^-) = 6{,}8 \text{ кэв},$$

$$\Gamma(\omega \to \ell^+\ell^-) = 2{,}3 \sin^2\theta \text{ кэв},$$

$$\Gamma(\varphi \to \ell^+\ell^-) = 3{,}0 \cos^2\theta \text{ кэв}.$$

Относительная вероятность распада векторных мезонов на электрон-позитронную пару

Векторный мезон	Относительная вероятность лептонного распада x I0^4		
	$\sin\theta = \sqrt{I/3}$	$\sin\theta = 0$	Эксперимент [5]
ω	0,83	0	I,0 $^{+I,2}_{-0,8}$
φ	6,5	I0	6$\pm$3
ρ^0	0,64		0,5$^{+0,6}_{-0,3}$

Вычисленные с использованием этих равенств значения относительной вероятности распада векторных мезонов на пару $\ell^+\ell^-$ перечислены в таблице. В последнем ее столбце приведены экспериментальные данные, взятые из работы [5]. Видно, что в рамках больших экспериментальных погрешностей противоречий нет, но пока еще рано говорить о согласии теории и опыта, а также о предпочтительном значении параметра смешивания.

В заключение следует сказать, что константы e и g, входящие в матричный элемент перехода векторного мезона в γ- квант, должны быть определены как вершинные части при одном и том же значении массы фотона или векторного мезона. Это не соответствует обычному определению, поскольку электрический заряд e определяется при $q^2=m_\gamma^2=0$, а константа сильного взаимодействия g - при $q^2 = m_\rho^2 \neq 0$. Поэтому полученные здесь результаты справедливы, если зависимость указанных вершинных частей от q^2 является слабой.

Автор благодарен за полезное обсуждение В.Н. Грибову и И.Т.Дятлову.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
2 октября 1965 г.

Литература

[1] Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу. Ядерная физика, 2, 529, 1965.
[2] J.J.Sakurai. Ann. Phys., 11, 1, 1960.
[3] G.Feldman, T.Fulton, K.C.Wali. Nuovo Cim., 24, 278, 1962.
[4] Y.Nambu, J.J.Sakurai. Phys. Rev. Lett., 8, 79, 191, 1962.
[5] R.A.Zdanis, L.Madansky, R.N.Kraemer, S.Hertzbach, R.Strand. Phys. Rev. Lett., 14, 721, 1965.