

ПОПРАВКИ К МОДЕЛИ ГЕЛЛ-МАННА, ШАРПА И ВАГНЕРА ДЛЯ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ $\omega \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow \pi\gamma$, $\pi \rightarrow \gamma\gamma$

Ю.Н.Епифанов, А.Т.Филиппов

Недавние эксперименты по рождению векторных мезонов во встречных электронно-позитронных пучках, а также накопление большого количества данных по фоторождению векторных мезонов вызывают повышенный интерес к проверке предсказаний модели векторной доминантности, которая удовлетворительно согласуется с большинством экспериментальных результатов [1, 2]. Предсказания модели векторной доминантности¹⁾ для отношений вероятности распадов $\omega \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow \pi\gamma$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ противоречат экспериментальным данным [2, 4]. В этой работе мы рассмотрим поправки к ГШВ-модели, которые возникают за счет ухода виртуальных частиц с массовой оболочки. С этой целью введем формфактор вершины $\omega\rho\pi$: $F(\rho_\omega^2/m_\omega^2, \rho_\rho^2/m_\rho^2)$, $F(1,1) \equiv 1$. Формфакторы для переходов $\rho \rightarrow \gamma$ и $\omega \rightarrow \gamma$ мы не вводим, так как анализ совокупности данных о процессах, в которых мог бы играть роль формфактор перехода $\rho \rightarrow \gamma$ показывает, что в пределах экспериментальных ошибок этот формфактор мало изменяется в интервале $0 \leq \rho_\rho^2 \leq m_\rho^2$ [1]. Мы предположим, что формфактор перехода $\omega \rightarrow \gamma$ ведет себя аналогично. Роль формфактора ρ -мезона можно оценить, используя приближение Брейта – Вигнера, так как в распаде $\omega \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ ρ -мезон не очень далеко сходит с массовой оболочки. Соответствующие поправки малы, и в дальнейшем мы ими пренебрегаем. При указанных допущени-

¹⁾ См. работу [3]. В дальнейшем мы называем эту модель ГШВ-моделью.

ях мы сначала феноменологически оценим зависимость $F(x, y)$ от $x \equiv \rho_\omega^2/m_\omega^2$, $y \equiv \rho_\rho^2/m_\rho^2$, используя уточненную таким образом модель ГШВ и экспериментальные данные, а затем рассмотрим простую динамическую модель, в которой удается вычислить F при $x = y$.

В обозначениях работы [3] получим:

$$\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = \frac{m_\omega}{3} \frac{\gamma_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} \frac{f_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} m_\pi^2 \frac{(m_\omega - 3m_\pi)^4}{(m_\omega^2 - 4m_\pi^2)^2} \frac{3,56}{\sqrt{3}} \overline{F^2(1, y)}, \quad (1)$$

$$\Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma) = \frac{m_\omega}{3} a \frac{f_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} m_\pi^2 \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi}\right)^{-1} \frac{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^3}{32m_\omega^4 m_\pi^2} F^2(1, 0), \quad (2)$$

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = m_\pi \frac{a^2}{64} \frac{f_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} m_\pi^2 \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi}\right)^{-1} \left(\frac{\gamma_\omega^2}{4\pi}\right)^{-1} F^2(0, 0). \quad (3)$$

В выражение (1) входит некоторое среднее значение квадрата формфактора $F(1, y)$, которое мы обозначили как $\overline{F^2(1, y)}$. Для оценки изменения $F(x, y)$ допустим простейшую линейную зависимость, симметричную по x и y :

$$F(x, y) = F(0, 0) [1 + \lambda(x + y)], \quad 0 \leq x \leq 1, \quad 0 \leq y \leq 1. \quad (4)$$

Для оценки величины λ используем два набора экспериментальных данных:

$$1) \gamma_\rho^2/4\pi = 0,53 \pm 0,04; \quad \gamma_\omega^2/4\pi = 4,69 \begin{matrix} +1.24 \\ -0.81 \end{matrix}; \quad \frac{\gamma_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} = \frac{1}{4}(2,12 \pm 0,16) \quad [1]$$

$$2) \gamma_\rho^2/4\pi = 0,51 \pm 0,03; \quad \gamma_\omega^2/4\pi = 3,7 \pm 0,7; \quad \frac{\gamma_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} = \frac{1}{4}(2,10 \pm 0,11) \quad [2].$$

Значение γ_ρ согласуется с моделью векторной доминантности для фоторождения и для формфактора пиона. (Отметим, однако, что из мирового среднего значения [4] для $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)$ получается $\gamma_{\rho\pi\pi}^2/4\pi = 1/4(2,42 \pm \pm 0,40)$, что дало бы несколько иные численные значения для рассматриваемых ниже величин).

Сравнивая теперь отношения $\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)}$ и $\frac{\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)}$, получен-

ные из (1) – (3) с отношениями, найденными экспериментально, получим для данных 1):

$$\frac{F^2(1, 0)}{F^2(0, 0)} = 2,05 \pm 0,60, \quad (5a); \quad \frac{\overline{F^2(1, y)}}{F^2(0, 0)} = 3,08 \pm 0,90, \quad (5b)$$

и для данных 2):

$$\frac{F^2(1,0)}{F^2(0,0)} = 2,60 \pm 0,60, \quad (6a); \quad \frac{\overline{F^2(1,\gamma)}}{F^2(0,0)} = 4,23 \pm 1,00, \quad (6b).$$

где мы использовали экспериментальные значения [1, 2, 4]:

$$\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = (11,0 \pm 1,2) \text{ Мэв}, \quad \Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma) = (1,13 \pm 0,15) \text{ Мэв},$$

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = (7,4 \pm 1,5) \text{ эв}.$$

Из (5a) получаем $\lambda \equiv \lambda_a^{(1)} = 0,43 \pm 0,19$, из (6a) следует, что $\lambda \equiv \lambda_a^{(2)} = 0,61 \pm 0,20$. Для того, чтобы использовать отношения (5б) и (6б) необходимо найти $F^2(1, \gamma)$. Можно показать, что

$$\overline{F^2(1, \gamma)} = F^2(0,0)(1 + 2\lambda)^2 \left[1 - \frac{4\lambda}{1 + 2\lambda} \epsilon \right], \quad (7)$$

где ϵ примерно равно 0,1. Таким образом, $F^2(1, \gamma) \simeq F^2(1,1)$, что, в частности, подтверждает принятое выше допущение $\rho_p^2 \sim m_p^2$. Подставляя (7) в (5) и (6) найдем $\lambda_6^{(1)} = (0,41 \pm 0,12)$, $\lambda_6^{(2)} = (0,58 \pm 0,12)$. Полученные значения $\lambda_{a,6}^{(1,2)}$ согласуются в пределах экспериментальных ошибок. Так как один параметр λ определял-

ся из двух независимых отношений $\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)}$, $\frac{\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)}$, то можно заключить, что предложенная нами феноменологическая модель "работает" неожиданно хорошо и дает $\lambda \sim 0,5$.

Найденная зависимость $F(x, y)$ от x и y может проявиться и в других процессах. Большой интерес представляет с этой точки зрения распад $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$, вероятность которого можно оценить в модели, изображенной на рис. 1, а. При $F(x, y) \simeq F(0,0)$ расчет этой диаграммы дает [6]

$$\frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} = (5 + 6)10^{-8}. \text{ Использование формфактора } F(x, y)$$

из (4) может существенно увеличить это отношение (примерно в $3 \frac{1}{2}$ раз). Аналогично, учет $F(x, y)$ уменьшает предсказание простой векторно-доминантной модели для распада $\rho \rightarrow 4\pi$ (рис.1, б). Эти эффекты заслуживают отдельного рассмотрения и мы их обсудим в другой работе.

Рассмотрим в заключение простую динамическую модель, в которой можно найти зависимость $F(x, y)$ от x и y . Взаимодействие $\omega\rho\pi$ описывается лагранжианом $L = f_{\omega\rho\pi} \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \partial_\mu \omega_\nu \partial_\lambda \rho_\sigma \pi$. Простейший способ найти $F(x, y)$ сводится к вычислению диаграммы третьего порядка по

$f_{\omega\rho\pi}$. Однако, поскольку написанное взаимодействие неперенормируемо, результат будет зависеть от обрезания. Кроме того, константа связи $f_{\omega\rho\pi}$ не мала и поэтому необходимо учесть и вклады диаграмм высших порядков. Исходя из этих соображений, мы оценили $F(x, y)$, вычислив сумму бесконечного множества диаграмм "лестничного" типа (рис. 2). Положим $\Gamma_{\omega\rho\pi}^{\mu\nu}(p_\omega, p_\rho) = f_{\omega\rho\pi} \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} p_{\omega, \lambda} p_{\rho, \sigma} \times F\left(\frac{p_\omega^2}{m_\omega^2}, \frac{p_\rho^2}{m_\rho^2}\right)$. $F(x, y)$ удовлетворяет линейному интегральному

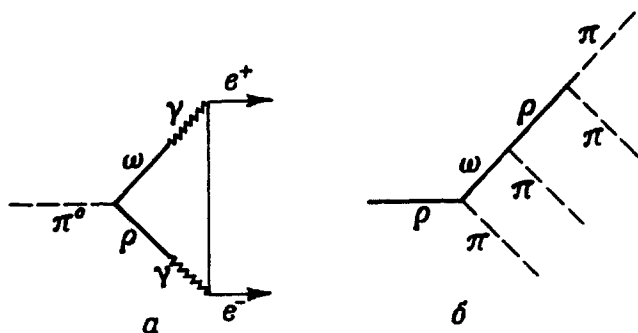


Рис. 1

уравнению. (на рис.1 $\Gamma_{\omega\rho\pi}$ изображается кружочком). Для упрощения задачи воспользуемся приближением $p_\pi = p_\omega + p_\rho \approx 0$, $m_\pi \approx 0$, что соответствует приближению мягких пионов. Тогда уравнение для $F(x) \equiv F(x, x)$ совпадает с уравнением для вершинной функции, изучен-

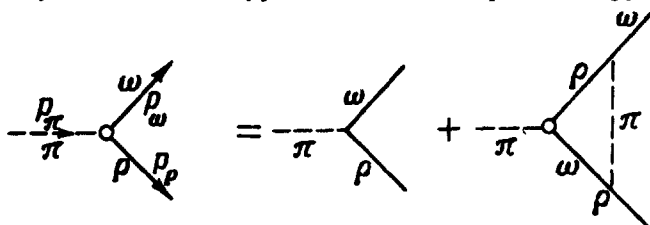


Рис. 2

ном в работе [5] и его можно решать теми же способами. Если воспользоваться модифицированной теорией возмущений [5], то можно найти F в виде

разложения по степеням $f \equiv \frac{1}{12} \frac{f_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi m_\pi^2} \approx 0,50$ и $\log f$. Учитывая в F лишь члены порядка f и f^2 , получим $F(1,1)/F(0,0) \approx 1,23$. Приближение второго порядка дает хороший результат при $f \lesssim 0,35$. Грубо оценивая вклады более высоких порядков при $f = 0,50$ получим $F(1; 0)/F(0,0) \sim 1,3$. Таким образом, при использовании линейной экстраполяции (4) получим

$\lambda \sim 0,15$. (Подробное изложение расчета описанной модели мы дадим в отдельной работе). Таким образом, рассмотренная простая модель качественно согласуется с экспериментом. Для количественного сравнения теории с опытом необходимо учесть диаграммы не лестничного типа, а также найти поправки, возникающие при $p_\pi \neq 0$. Отметим, также что значение λ существенно зависит от $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$. В частности, если принять недавно полученное новое значение [1, 7] $r_{\pi^0} = (0,6^{+0,2}_{-0,08}) \times 10^{-16}$ сек; $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = (11^{+1,6}_{-2,8})$ эв, то найдем $\lambda_a^{(1)} = (0,18 \pm 0,18)$; $\lambda_b^{(1)} = (0,23 \pm 0,11)$; $\lambda_a^{(2)} = (0,32 \pm 0,17)$; $\lambda_b^{(2)} = (0,37 \pm 0,11)$, что весьма близко к предсказанию нашей модели.

Авторы благодарны Б.А.Арбузову, С.Б.Герасимову, А.В.Ефремову за полезные дискуссии.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
16 апреля 1969 г.

Литература

- [1] S. Ting. Proc. of the 14 Intern. Conf. on High Energy Physics at Vienna; CERN, Geneva, 1968.
- [2] J. E. Augustin et al. Phys. Lett., 28B, 503, 508, 513, 517, 1969.
- [3] M. Gell-Mann, D. Sharp, W. Wagner. Phys. Rev. Lett., 8, 261, 1962.
- [4] Particle Data Group. Review of Particle Properties. Rev. Mod. Phys., 41, № 1, 1969.
- [5] Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов. Nuovo Cim., 38, 786, 1965; ЖЭТФ 49, 990, 1965.
- [6] C. Quigg, J. D. Jackson. Decays of neutral pseudoscalar meson into lepton pairs. Univ. of Calif. preprint, Berkeley, Calif. 1968.
- [7] M. Braunschweig et al. Phys. Lett., 26B, 405, 1968.