

А. С. ЖУКАРЕВ, Ю. Г. ПАВЛЕНКО.

РЕАКЦИЯ $\pi + N \rightarrow N + K + \bar{K}$ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ ρ -И K -МЕЗОНОВ

В последнее время в теории сильных взаимодействий элементарных частиц большое внимание уделяется определению основных характеристик частиц и резонансов, в частности, определению констант связи. Некоторые константы можно оценить из распада резонансных состояний по известной полуширине резонанса. Например, определенная таким способом константа связи ρ - и π -мезонов оказывается равной $\approx 0,8$. Во многих работах предполагается, что значения других констант такого типа близки к 1—2. Проверка этого предположения представляется очень важной.

Так как свободный ρ -мезон не распадается на пару $K + \bar{K}$, этим методом нельзя воспользоваться для определения константы связи ρ - и K -мезонов, знание которой необходимо для рассмотрения процесса $\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K}$, если предположить, как это обычно делается [1], что в аннигиляционном канале ближайший полюс обусловлен ρ -мезоном. Поэтому желательно определить константу $g_{\rho K \bar{K}}$ хотя бы с той степенью точности, которая доступна в настоящее время.

Значение $g_{\rho K \bar{K}}$ можно определить из экспериментов по изучению реакции $\pi + N \rightarrow N + K + \bar{K}$ [2, 3]. В этих работах авторы подчеркивают, что полученные данные очень хорошо описываются полюсным приближением Чу и Лоу. Поэтому мы используем это приближение для вычислений. Пары $K \bar{K}$ могут находиться в состояниях с изотопическим спином $T=0,1$, причем состояние с $T=0$, согласно [2], играет основную роль при достаточно малой кинетической энергии пары. При больших энергиях вклады обоих состояний приблизительно одинаковы.

Минами и Окьюзен в недавней работе [4] провели аналогичное рассмотрение этой реакции в предположении, что основную роль играют состояния с $T=0$, а между π и K -мезонами происходит обмен z -частицей с массой 1020 Мэв. Для реакции $\pi^- + p \rightarrow K^- + K^0 + p$ необходимо рассмотреть состояния с $T=1$. Основной вклад в рассеяние дает диаграмма, приведенная на рис. 1, где указаны частицы и их импульсы. Из нее можно оценить $g_{\rho K \bar{K}}$.

Лагранжианы взаимодействий частиц выбираются в виде

$$L_{\pi NN} = g\bar{N}\gamma_5\tau_i N\pi^i,$$

$$L_{\rho\pi\pi} = \frac{1}{2}g_1\pi k \overleftrightarrow{\partial}_\alpha \pi^l \rho_\alpha^m \varepsilon_{klm},$$

$$L_{\rho K\bar{K}} = g_{\rho K\bar{K}}\bar{K}\tau_i \overleftrightarrow{\partial}_\mu K\rho_\mu^i, \quad (1)$$

$i, j, k, l, m = 1, 2, 3; \alpha, \mu = 1, 2, 3, 4,$

где g и g_1 — константы $\pi-N$ и $\pi-\rho$ взаимодействия.

Определим инвариантный матричный элемент соотношением [5]

$$S_{fi} = i(2\pi)^{-7/2}2^{-3/2} \left(\frac{M^2}{q_{10}q_{20}q_0\rho_{10}\rho_{20}} \right)^{1/2} \times \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2 - q) M_{fi}. \quad (2)$$

Для диаграммы, приведенной на рис. 1, получаем

$$M_{fi} = \sqrt{2} \frac{gg_1g_{\rho K\bar{K}}^4 p_1 q_1 \cos \theta}{(\Delta^2 + 1)(\omega^2 - m_\rho^2)} \bar{v}(q_2) \gamma_5 v(p_2), \quad (3)$$

где $\omega^2 = (q_1 + q)^2$, $\Delta^2 = (q_2 - p_2)^2$ соответственно квадраты энергии пары K -мезонов в системе их центра инерции и переданного импульса, p_1 , q_1 — импульсы π и K -мезонов в той же системе, θ — угол между ними.

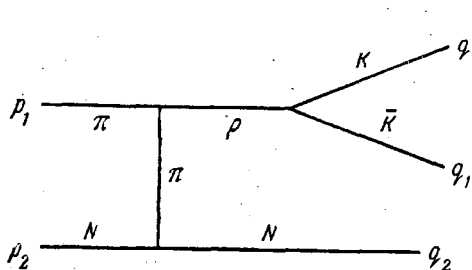


Рис. 1

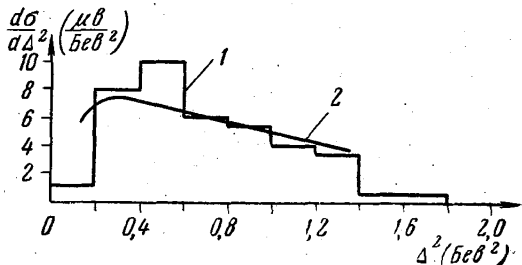


Рис. 2. Распределение $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ как функция Δ^2 пар $K-K^2$, 1 — экспериментальные данные по работе [3], 2 — вычисленное в полюсном приближении при $\frac{g_{\rho K\bar{K}}^2}{4\pi} = 0,15$.

m_ρ — масса ρ -мезона в единицах π -мезонных масс μ ($\hbar = c = \mu = 1$). Множитель $\sqrt{2}$ возникает при учете изоспина. Вычисляя дифференциальное сечение обычным образом [5], получим формулу типа Чу — Лоу

$$\frac{d^2\sigma}{d\Delta^2 d\omega^2} = \frac{g^2 g_1^2 g_{\rho K\bar{K}}^2}{(4\pi)^3} \frac{4}{3F^2} \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + 1)^2} \frac{p_1^2 q_1^3}{\omega(\omega^2 - m_\rho^2)^2}. \quad (4)$$

Здесь $F^2 = (p_1 p_2)^2 - M^2$ (M — масса нуклона). Сечения $\frac{d\sigma}{d\omega}$ и $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ можно получить, интегрируя (4) по Δ^2 и ω . Оба распределения хорошо согласуются с экспериментом при $\frac{g_{\rho K\bar{K}}^2}{4\pi} = 0,1 - 0,2$. Для примера приводим на

рис. 2 экспериментальные данные [3] и кривую, вычисленную при $\frac{g_{pK\bar{K}}^2}{4\pi} = 0,15$ и энергии налетающего π -мезона, равной 2,2 Бэв. Полное сечение согласуется с экспериментальным при этом значении константы связи.

Авторы благодарят участников семинаров проф. Д. Д. Иваненко и проф. А. А. Соколова за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bismas S. N., Gupta V., Nuovo Cim., 24, 848, 1962; P. Cazzola. Nuovo Cim., 27, 718, 1963.
2. Erwin A. R., Hoyer G. A., March R. H., Walker W. D., Wangler T. P. Phys. Rev. Lett., 9, 34, 1962.
3. Alexander G., Dahl O. I., Jacobs L., Kalbfleisch G. R., Miller D. H., Rittenberg A., Schwartz J. and Smith G. A. Phys. Rev. Lett., 9, 460, 1962.
4. Minami S., Okhuysen P. L. Nuovo Cim., 28, 215, 1963.
5. Ferrari E., Selleri F. Nuovo Cim. Suppl., 24, 453, 1962.

Поступила в редакцию
30. 10 1963 г.

Кафедра
теоретической физики