Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 12, стр. 733 – 736 20 июня 1975 г.

УСЛОВИЕ САМОСОГЛАСОВАННОСТИ АДЛЕРА В РАСПАДЕ $\psi'(3700) \to \psi(3100)\,\pi\pi$

М.Б. Волошин

Вычисляется распределение по инвариантной массе двух π-мезонов в распаде $\psi' \to \psi\pi\pi$ с использованием условия самосогласованности Адлера.

В недавних экспериментах на SPEAR обнаружен [1] быстрый рост матричного элемента распада $\psi' \to \psi\pi\pi$ с увеличением инвариантной массы системы двух π-мезонов. Наряду с этим, экспериментальные данные свидетельствуют об отсутствии корреляции между импульсами π-мезонов и спинами ψ и ψ'. Последнее означает, что матричный элемент распада содержит волновые функции частиц в комбинации $(\psi_\mu \psi'_\mu)$ и его можно записать в виде

$$M = F(q^2, \nu)\,(\vec{\phi}_1 \vec{\phi}_2)\,(\psi_\mu \psi'_\mu), \tag{1}$$

где $\vec{\phi}_1$, $\vec{\phi}_2$ — изотопические амплитуды π-мезонов, $q^2 = (k_1 + k_2)^2 = m^2_{\pi\pi}$, $\nu = [(k_1 - k_2)p_1]^2/m_1^2$, k_1, k_2 — 4-импульсы π-мезонов. p_1 и m_1 — соответственно 4-импульс и масса ψ'-мезона.

Условие самосогласованности Адлера [2] для данного распада требует, чтобы $F(q^2, \nu)$ обращалась в нуль при нулевом 4-импульсе одного из π-мезонов, т. е.

$$F(\mu^2, \nu_0) = 0, \qquad \nu_0 = (m_1^2 + \mu^2 - m^2)/(4m_1^2), \tag{2}$$

где m — масса ψ-мезона, μ — масса π-мезона. Отсюда следует, что при малых q^2 и $\nu - \nu_0$ разложение F имеет вид

$$F(q^2, \nu) = a(q^2 - \mu^2) + b(\nu - \nu_0). \tag{3}$$

Это разложение справедливо, когда q^2 и $\nu - \nu_0$ малы по сравнению с характерными квадратами масс промежуточных состояний. В s-канале процесса $\pi\psi' \to \pi\psi$ легкие промежуточные состояния дают малый вклад из-за малости ширин распадов ψ и ψ'-мезонов в обычные частицы, поэтому здесь существенные промежуточные состояния должны иметь массу порядка $3 \div 4$ *Гэв*. Такими состояниями являются состояния типа $\psi\pi$, $\psi'\pi$, а также в широко обсуждаемой "чармониевой" схеме — состояния типа $D\bar{D}$ [3]. Что касается промежуточных состояний в s-канале процесса $\pi\pi \to \psi\psi'$, то они могут быть довольно легкими. Однако, такая же возможность присуща всем известным приложениям гипотезы частичного сохранения аксиального тока, в которых используется разложение, аналогичное (3), например, описанию $\pi\pi$-рассеяния [4], которые, тем не менее, хорошо согласуются с экспериментом в области 400 *Мэв* $\lesssim m_{\pi\pi} \lesssim$ 600 *Мэв*. При меньших энергиях согласие с экспериментом хуже, однако причины этого не ясны. Поэтому можно ожидать, что выражение (3) должно удовлетворительно описывать спектр π-мезонов во всей физической области распада $\psi' \to \psi\pi\pi$, за исключением, может быть, области вблизи $m_{\pi\pi} \sim 2\mu$.

Численное значение величины ν_0 — 0,307 *Гэв*^{2}, а среднее по фазовому объему двух π-мезонов значение ν как функция переменной q^2 в физической области имеет вид

$$\langle \nu \rangle = \frac{1}{12}\left(\frac{m_1 + m}{m_1}\right)^2 (\Delta^2 - q^2)\left(1 - \frac{4\mu^2}{q^2}\right) \leqslant 0{,}029\ Гэв^2, \tag{4}$$

где $\Delta = m_1 - m$. (Максимальное значение $\langle \nu \rangle$ достигается при $m_{\pi\pi} = \sqrt{2\mu\Delta} \approx 320$ *Мэв* и равно 0,029 *Гэв*^{2}). (Здесь и далее мы пренебрегаем величиной q^2 по сравнению с $m_1^2 + m^2$). Поэтому, имея в виду точность в матричном элементе $\sim 10\%$, спектр π-мезонов можно описать, пренебрегая в (3) ν по сравнению с ν_0. Сделав это пренебрежение, перепишем матричный элемент в виде

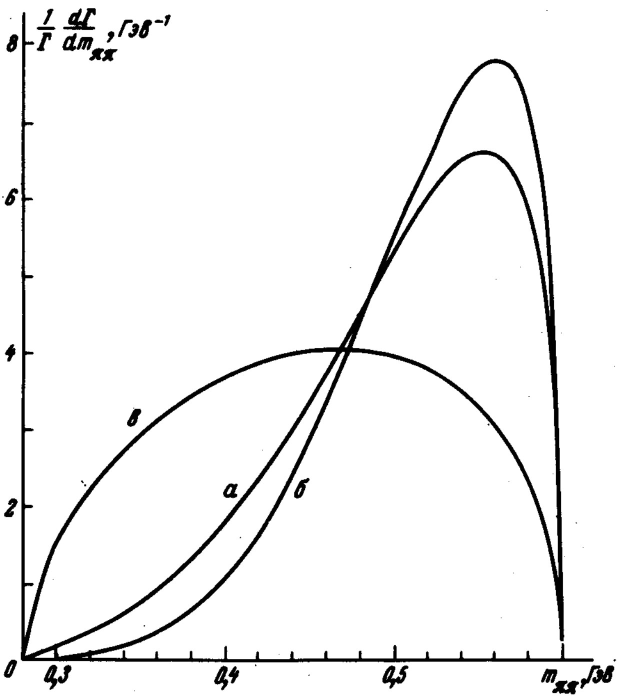
$$M = f(q^2/\mu_0^2 - 1)(\phi_1\phi_2)(\psi'_\mu\psi_\mu), \qquad (5)$$

где $\mu_0^2 = \mu^2 + b\nu_0/a$, $f = \mu_0^2 a$ (μ_0^2 — вообще говоря, комплексная величина).

Вычисленное отсюда распределение по инвариантной массе двух π-мезонов в распаде $\psi' \to \psi\pi^+\pi^-$ имеет следующий вид:

$$\frac{d\Gamma}{dm_{\pi\pi}} \approx \frac{|f|^2(m_1+m)}{128\pi^3 m_1^3}\left|m_{\pi\pi}^2/\mu_0^2 - 1\right|^2 m_{\pi\pi}\sqrt{\Delta^2 - m_{\pi\pi}^2}\sqrt{1 - 4\mu^2/m_{\pi\pi}^2}. \qquad (6)$$

Значительный рост матричного элемента в физической области с увеличением $m_{\pi\pi}$ свидетельствует о том, что $\mu_0^2 \sim \mu^2$.



Распределение по инвариантной массе системы двух π-мезонов при различных значениях μ_0^2: кривая "а" для $\mu_0^2 = \mu^2$, кривая "б" для $\mu_0^2 = 4\mu^2$, кривая "в" — фазовый объем

На рисунке приведены распределения по $m_{\pi\pi}$ для двух значений параметра μ_0^2: $\mu_0^2 = \mu^2$ и $\mu_0^2 = 4\mu^2$.

Я очень признателен Л.Б.Окуню, по инициативе которого написана эта работа, а также А.И.Вайнштейну, А.Д.Долгову и В.И.Захарову за ценные замечания и обсуждения.

Московский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
12 мая 1975 г.

Литература

[1] G.S.Abrams, et al. The Decay of ψ(3700) into ψ(3100)," LBL-3669; SLAC - Pub- 1556.

[2] S.L.Adler. Phys. Rev., 139, B1638, 1965.

[3] M.K.Gaillard, B.W.Lee, J.Rosner. Search for Charm. Fermilab Pub-74-84 August 1974.

[4] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 17, 616, 1966.