

ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ ψ - И ψ' -МЕЗОНЫ ОРБИТАЛЬНЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ ω И ϕ ?

В.В.Хрущев

На основе $SU(6) \times O(3)$ кварковой модели векторные мезоны $\psi(3105)$ и $\psi'(3695)$ интерпретируются как орбитальные возбуждения ω и ϕ . Предсказываются новые мезоны $\tilde{\rho}(3100)$, $\Gamma_{\tilde{\rho}} < \Gamma_{\rho}$ и $\tilde{K}(3400)$, $\Gamma_{\tilde{K}} < \Gamma_{K^*}$, которые являются членами $SU(3)$ нонета с $J^{PC} = 1^{--}$ и $L = 2$.

Недавнее открытие векторных частиц $\psi(3105)$ и $\psi'(3695)$ [1] усилило интерес к поиску симметрий более высоких чем $SU(3)$. Предложе-

но несколько моделей для объяснения природы ψ и ψ' [2]. В частности, в $SU(4)$ модели с новым аддитивным квантовым числом ("шармом") ψ -мезон считается связанным состоянием шармованных кварка и антикварка [3].

В настоящей статье сделана попытка объяснить существование ψ - и ψ' -мезонов без привлечения четвертого кварка. А именно, в рамках $SU(6)$ кварковой модели с орбитальным возбуждением рассматривается случай, когда ψ и ψ' являются членами $SU(3)$ нонета с $J^{PC} = 1^{-} -$ и $L = 2$, т. е. относительно группы $SU(6) \times O(3)$ членами (35,5) мультиплета.

Существование $\rho(1600)$ мезона, который обычно относится к $1^{-} -$ нонету с $L = 2$, может служить препятствием такому распределению ψ и ψ' . Однако, $\rho(1600)$ мезон, также как нетвердо установленный $\rho'(1250)$ мезон, является подходящим кандидатом для радиально возбужденных состояний $\rho(770)$, если учесть массы и ширины возбужденных состояний векторных мезонов, полученные в некоторых кварковых и дуальных резонансных моделях [4]. Например, в модели Венециано $m_{\rho^n}^2 \approx (2n + 1)m_{\rho}^2$, т. е. $m_{\rho^1} \approx 1,27 \text{ Гэв}$, $m_{\rho^2} \approx 1,61 \text{ Гэв}$.

Оценим возможные массы и ширины членов векторного нонета с $L = 2$, исходя из предположения, что ψ и ψ' являются орбитальными возбуждениями ω и ϕ .

Учитывая $SU(6) \times O(3)$ симметрию, следует ожидать, что смешивание для частиц с $I = Y = 0$ и $J^{PC} = 1^{-} -, 2^{-} -, 3^{-} -$ будет близко к идеальному, тогда как $2^{-} +$ мезоны с $Y = I = 0$ будут почти чистыми состояниями синглета и октета. В этом случае массы членов $1^{-} -$ нонета удовлетворяют формулам Окубо [5].

Будем использовать для мезонов с $I = 1$ символ $\tilde{\rho}$, для мезонов с $I = 1/2 - \tilde{K}$.

Из формул Окубо для масс $\tilde{\rho}$ и \tilde{K} получаем следующие значения:

$$m_{\tilde{\rho}} \approx m_{\psi} \approx 3105 \text{ Мэв}, \quad m_{\tilde{K}} \approx \left[\frac{1}{2} (m_{\psi}^2 + m_{\psi'}^2) \right]^{1/2} \approx 3400 \text{ Мэв}. \quad \text{Таким образом,}$$

пик $\sim 3105 \text{ Мэв}$ в e^+e^- -канале можно объяснить двумя способами; или $\tilde{\rho}^0$ и ψ очень близки по массе и дают общий вклад в e^+e^- -сечение, который виден как один резонанс, или ¹⁾ $m_{\tilde{\rho}^0} - m_{\psi} \approx 15 \text{ Мэв}$, но в e^+e^- -канале наблюдается смешанное состояние $\tilde{\rho}^0$ и ψ типа $5^{-1/2}(2\rho\bar{\rho} - n\bar{n})$, которое связывается с фотоном, тогда как другое состояние типа $5^{-1/2}(\rho\bar{\rho} + 2n\bar{n})$ в e^+e^- -канале подавлено.

Между членами (35,5)-плета должны существовать определенные массовые соотношения. Какие взаимодействия между кварками могут привести к столь большим массам $1^{-} -$ мезонов? В рамках составной модели мезонов [6], в общем случае

$$H_{q\bar{q}} = H_S + H_{SS} + H_{SL} + H_T + H_U,$$

¹⁾ Автор благодарен Б.А.Арбузову, указавшему на эту возможность.

где H_A обозначают вклады в гамильтониан $H_{q\bar{q}}$, соответственно, скалярных, спин-спиновых, спин-орбитальных, тензорных и ответственных за $SU(3)$ расщепление сил. Будем считать, как принято, что членом 2^{--} нонета с $I = 1$ является $F_1(1540)$ мезон, у которого нетвердо установлены спин и четность. Тогда, учитывая массы $g(1680)$ мезона с $J^{PC} = 3^{--}$ и $A_3(1640)$ мезона с $J^{PC} = 2^{-+}$, приходим к выводу, что для мультиплета с $L = 2$ существенную роль должны играть тензорные силы между двумя кварками. Отношение спин-спиновых, спин-орбитальных и тензорных сил, например, для 2^{--} нонета будет $H_{SS} : H_{SL} : H_T \approx 1,4:1:2,7$. Если основную роль играет спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействие, то член 2^{--} нонета с $I = 1$ должен иметь массу ~ 2500 Мэв.

Приведем некоторые каналы распадов для $\tilde{\rho}, \psi, \psi', \tilde{K}: \tilde{\rho} \rightarrow (\rho f'(1514), B(1235) \text{ и } \eta \text{ или } \eta')$; $\psi, \psi' \rightarrow (3\pi, 5\pi, K\tilde{K})$; $\tilde{K} \rightarrow (K\pi, K^*A_2, K\pi\pi)$. Эти каналы указывают на возможную трудность обнаружения $\tilde{\rho}$ по продуктам распада. Например, это будет так в случае доминирующего распада $\tilde{\rho} \rightarrow B\eta$, так как $B \rightarrow \omega\pi$ и $\eta \rightarrow 2\gamma, 3\pi^0$.

Следует ожидать уменьшение Γ_h , где Γ_h — адронная ширина, членов 1^{--} нонета с $L = 2$ по сравнению с Γ_h членов основного нонета. Действительно, $\Gamma_h \sim [(kR)^L / (2L + 1)!!]^2$, где k — величина среднего импульса распада, R — "радиус мезона" [7]. Например, при $k \sim 1$ Гэв/с, $R \sim 0,2$ ф, т. е. $kR \sim 1$, ширины с ростом L быстро убывают. С этой точки зрения, экспериментально подтверждаемое неравенство $\Gamma_{\psi'} > \Gamma_{\psi}$ и существование распада $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$ указывают или на неприменимость правила Цвейга для состояний с $L = 2$, или на нарушение идеального смешивания между ψ и ψ' .

Таким образом в рамках кварковой модели с орбитальным возбуждением можно объяснить наблюдаемые свойства ψ и ψ' . Поэтому поиск реальных мезонов соответствующих $\tilde{\rho}(3105)$, $\Gamma_{\tilde{\rho}} < \Gamma_{\rho}$ и $\tilde{K}(3400)$, $\Gamma_{\tilde{K}} < \Gamma_{K^*}$ был бы важен для выяснения симметрии, которой подчиняются ψ и ψ' -мезоны.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Б.А.Арбузову, В.В.Бажанову, Г.Г.Волкову, А.Н.Лезнову, М.В.Савельеву, В.И.Саврину, Л.Д.Соловьеву, Н.Е.Тюрину за стимулирующие и полезные обсуждения.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
8 апреля 1975 г.

Литература

- [1] J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1404, 1974; J.E.Augustin et al. ibid., **33**, 1406, 1974; C.Bacci et al. ibid., **33**, 1408, 1974; G.S.Abrams et al. ibid., **33**, 1453, 1974.
- [2] A.S.Goldhaber, M.Goldhaber. Phys. Rev. Lett., **34**, 36, 1975; J.Schwinger. ibid., **34**, 37, 1975; T.Appelquist, H.D.Politzer. ibid., **34**, 43, 1975; А.А.Ансельм, Д.И.Дьяконов. Письма в ЖЭТФ, **21**, 239, 1975.

- [3] M.K.Gaillard, B.W.Lee, J.L.Rosner. Fermilab Report No. Pub-74/86-THY, 1974.
- [4] J.L.Rosner, Rapport. Talk at the XVII Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974; P.H.Frampton, Preprint Syracuse Univ., 4205-44, 1975; M.B.Савельев, В.В.Хрущев. Препринт ИФВЭ, 74-76, Серпухов, 1974.
- [5] S. Okubo. Phys. Lett., 5, 329, 1965.
- [6] П.Н.Боголюбов, В.А.Матвеев, Б.В.Струминский. Препринт ОИЯИ, P-2442, Дубна, 1965.
- [7] D.G.Sutherland. Nucl. Phys., B2, 157, 1967; R.H.Dalitz. Rapport. Talk at the XIII Intern. Conference on High Energy Physics, Berkeley, 1966.
-