

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ ψ -ЧАСТИЦ

А.А.Кожар

В предположении, что ψ -частицы являются комбинацией r' и \bar{r}' кварка, объясняются наблюдаемые характеристики этих частиц. Даются оценки масс бозонов, содержащих один r' -кварк.

Недавно поступили сообщения [1 - 4] об обнаружении нейтральных частиц с массами 3105 и 3695 Мэв и необычно малыми (по оценкам порядка 100 Мэв) полными ширинами. Следуя [2], будем обозначать их ψ и ψ' соответственно. Выяснено также, что ψ' может переходить в ψ по схеме: $\psi' \rightarrow \psi + \pi^+ + \pi^-$.

Ниже мы хотим предложить возможную трактовку природы ψ -частиц исходя из того, что они являются адронами. При этом мы в дальнейшем считаем, что их спин равен единице.

Предположим, следуя Г'лэшоу и др. [5], что обычная кварковая модель дополнена p' -кварком с $T = Y = 0$ и электрическим зарядом $Q_{p'} = Q_p$, причем p' -кварк является носителем нового квантового числа "чарм". С групповой точки зрения это означает расширение группы $SU(3)$ до группы $SU(4)$ [6 - 10]. Будем считать, что "чарм" так же как и "странность", разрушается только слабыми взаимодействиями.

Предположим далее, что группа $SU(4)$ на самом деле сильно нарушена: например, p' -кварк заметно тяжелее остальных кварков. При описании бозонов на групповом языке это означает, что компонента 15-плета с $T = 0$ и $Y = 0$ $V_{15} = \frac{1}{\sqrt{12}} (\bar{p} p + \bar{n} n + \bar{\lambda} \lambda - 3\bar{p}' p')$ сильно

смешана с синглетом $V_1 = \frac{1}{\sqrt{4}} (\bar{p} p + \bar{n} n + \bar{\lambda} \lambda + \bar{p}' p')$, а на языке

кварковых моделей то, что состояние $\bar{p}' p'$ практически отщеплено от состояний составленных из p, n и λ -кварков¹⁾.

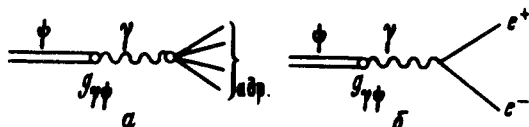
Наше основное состояние состоит в том, что ψ -частица есть почти чистое состояние $\bar{p}' p'$ с $l = 0$, спином и четностью 1^{--} (слово "почти" будет объяснено ниже), причем основной канал распада в $D + \bar{D}$, где $D^+ = (p' \bar{n})$, $D^0 = (p', \bar{p})$ 0-частицы²⁾, закрыт, так как $2m_D > m_\psi$. В этом случае распад частицы ψ из-за сохранения "чарма" мог бы идти только через фотон (рис.1) и легко видеть, что при этом отношение лептонных и адронных ширин было бы равно 1:2,5, согласно данным по $e^+ e^-$ -аннигиляции в адроны [11]. (Поскольку фактическое отношение ширин 1:16, это означает, что в ψ частице, аналогично ϕ -мезону, есть малая примесь состояния

$\frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{p} p + \bar{n} n + \bar{\lambda} \lambda)$ (синглет группы $SU(3)$)

$$\psi = \bar{p}' p' + \epsilon (\bar{p} p + \bar{n} n + \bar{\lambda} \lambda) / \sqrt{3} \quad (1)$$

которая открывает возможность прямых распадов ψ в π и K -мезоны.

Из отношения $\Gamma_{e^+ e^-} / \Gamma_h = 1:16$ и значения $\Gamma_{e^+ e^-} = 5 \text{ кэв}$ для $\psi(3105)$ получаем $1,2 \cdot 10^{-2} \leq \epsilon \leq 1,8 \cdot 10^{-2}$, где пределы зависят от того, в какой мере интерферируют прямые распады в адроны с распадами через промежуточное фотонное состояние (рис.1). В расчете было предположено, что типичная ширина для распада массивного бозона в адроны в отсутствие запрета $\approx 200 \text{ Мэв}$.



Наблюдаемое значение лептонной ширины $\psi(3105)$ $\Gamma_{e^+ e^-} = 5 \text{ кэв}$, может быть получено на основе диаграммы б) рис. 1, в обычном предполо-

1) В группе $SU(3)$ аналогичным образом отщепляется состояние $\bar{\lambda} \lambda$, которое в основном описывает ϕ -мезон.

2) Обозначения следуют работе [10].

нении модели векторной доминантности $g_{\nu\psi} = m_{\psi}^2 e / f_{\psi}$, если в рас-
 чете использовать $f_{\psi}^2 / 4\pi = 1u$. (Заметим, что аналогичная константа

для ϕ -мезона $\frac{2}{\gamma / 4\pi} = 11$.

Структура ψ , даваемая формулой (1), указывает также на причину
 малого сечения образования ψ в pN (а также πN) столкновениях [1],
 которое, согласно (1), должно быть подавлено по крайней мере на величину
 $\epsilon^2 \approx 10^{-4}$. (Аналогичное, но более слабое подавление сечений имеет
 место для ϕ -мезона).

С точки зрения обсуждаемой модели наиболее естественно рассмат-
 ривать ψ -частицу с массой 3695 Мэв как l -возбуждение ψ (3105).
 Наблюдение ψ (3695) в процессе $e^+ e^-$ -аннигиляции означает, что ее
 квантовые числа 1⁻. Простейшее допущение тогда $l = 2$. При такой
 интерпретации ψ не запрещен переход ψ в ψ за счет сильных взаи-
 модействий, причем нулевой изоспин обеих частиц требует испускания
 двух π -мезонов, как это и наблюдается.

Помимо векторных нейтральных частиц в модели с p' -кварком ес-
 тественно ожидать наличия псевдоскалярной частицы со структурой
 $\bar{p}' p'$ плюс возможные добавки от остальных кварков. Такая частица
 (назовем ее ψ) не может давать резонанс в процессе $e^+ e^-$ -анниги-
 ляции и ее следует искать в других процессах, например, в процессе
 $\bar{p}' p$ -аннигиляции, где она может давать резонанс с характерным появ-
 лением в конце двух γ -квантов.

Исходя из наивной кварковой модели, можно определить степень утя-
 желения p' -кварка и сделать оценки масс бозонов, содержащих "чарми-
 рованный кварк: ψ_{π}, D^0, D^+ и $S^+ = (p'\lambda)$.

Известно, что лучше всего ситуацию с псевдоскалярными и вектор-
 ными частицами описывают формулы с квадратами масс. Тогда утяже-
 ление p' -кварка дается

$$\delta_{p'} = \frac{1}{2} (m_{\psi}^2 - m_D^2) \cong 4,5 \cdot 10^6 \text{ Мэв}^2, \quad (2)$$

в то время как $\delta_{\lambda} = 2,3 \cdot 10^5 \text{ Мэв}^2$.

Далее имеем для O^- частиц:

$$m_D = (\delta_{p'} + m_{\pi}^2)^{1/2} \cong 2120 \text{ Мэв},$$

$$m_S = (m_D^2 + \delta_{\lambda})^{1/2} \cong 2180 \text{ Мэв},$$

$$m_{\psi_{\pi}} = (2\delta_{p'} + m_{\pi}^2)^{1/2} \cong 3010 \text{ Мэв}. \quad (3)$$

Заметим, что действительно $2m_D > m_{\psi}$

Для частиц 1⁻:

$$m_{D^*} = (\delta_{p'} + m_{\rho}^2)^{1/2} \cong 2250 \text{ Мэв},$$

$$m_{S^*} = (m_{D^*}^2 + \delta_{\lambda})^{1/2} = 2300 \text{ Мэв}. \quad (4)$$

"Чармированные" адроны, подобно их странным аналогам, могут рождаться ассоциативно в сильных взаимодействиях. Важно подчеркнуть, что распад "чармированных" адронов, идущие за счет слабых взаимодействий (с временами жизни $< 10^{-12}$ сек) могут приводить к появлению заметных количеств μ -мезонов и электронов так называемой быстрой генерации. Не исключено что проявления таких распадов уже были наблюдаемы [12 — 14].

Автор признателен М.А.Маркову за интерес к работе. Он также благодарен А.М.Балдину, Б.А.Долгошеину, А.И.Лебедеву и В.А.Петрунькину за полезные обсуждения.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 января 1975г.

Литература

- [1] J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1974.
- [2] J.E. Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406, 1974.
- [3] C.Bacci et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1408, 1974.
- [4] G.S.Abrams et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1453, 1974
- [5] S.L.Glashow et al. Phys. Rev., 2D, 1285, 1970
- [6] P.Tarjanne, V.L.Teplits. Phys. Rev. Lett., 11, 447, 1963.
- [7] Y.Nara. Phys. Rev., 134. B701, 1964.
- [8] W.Krolikowski. Nucl. Phys. 52, 342 1964; Nuovo Cim.,33, 243, 1964.
- [9] D.Amati et al. Phys. Lett., 11, 190, 1964.
- [10] J.Bjorken, S. Glashow. Phys. Lett., 11, 255, 1964.
- [11] B.Richter. in Proc. of the Conf. on Lepton-Induced Reactions. Irvine California, 1973.
- [12] J.P.Boymond et al. Phys. Rev. Lett., 33, 112, 1974.
- [13] J.A.Appel et al. Phys. Rev. Lett., 33, 722, 1974.
- [14] Б.А.Долгошеин и др. Препринт ИФВЭ 74-83, 1974.