

## КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА И РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ НОВЫХ ЧАСТИЦ

*Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе*

Из данных по радиационным распадам  $\psi$  находятся параметры смешивания тяжелых и легких кварков в синглетном и триплетном состояниях. Результаты согласуются с ожиданиями, основанными на представлении об асимптотической свободе.

По-видимому, новые частицы ( $\psi$ -частицы и другие, родственные им) состоят из тяжелых кварков  $Q$ . Для них резко проявляются многие проблемы, возникшие ранее в связи со странными кварками. Например, малые ширины новых частиц невозможно сейчас понять без феноменологического правила Цвейга – Иизуки [1]. Последовательное применение его ведет к представлению о малом радиусе новых частиц, так что их распад связан с аннигиляцией кварков на малых расстояниях [2]. Можно думать, что при этом усиливаются эффекты, вызванные асимптотической свободой [3] и подавляющие аннигиляцию [4, 5].

Другой интересной проблемой является смешивание тяжелых и легких кварков, которое также связано с их аннигиляцией [6]. Здесь мы рассмотрим, какую информацию о параметрах смешивания можно извлечь из экспериментальных данных, а затем кратко обсудим применимость понятия смешивания.

Считая, что в смешивании участвуют три триплетных состояния  $\omega$ ,  $\phi$  и  $\psi$ , можем параметризовать их в виде

$$\begin{aligned}\omega &= (a - b)\omega_1 + (c - d)\omega_8 - \sin\alpha_V \cos(\phi_V - \theta_V)\psi_0, \\ \phi &= -(c + d)\omega_1 + (a + b)\omega_8 - \sin\alpha_V \sin(\phi_V - \theta_V)\psi_0.\end{aligned}\tag{1}$$

$$\psi = \sin \alpha_V \cos \phi_V \omega_1 + \sin \alpha_V \sin \phi_V \omega_8 + \cos \alpha_V \psi_0, \quad (1)$$

$$a = \cos^2 \frac{\alpha_V}{2} \cos \theta_V, \quad b = \sin^2 \frac{\alpha_V}{2} \cos (2\phi_V - \theta_V),$$

$$c = \cos^2 \frac{\alpha_V}{2} \sin \theta_V, \quad d = \sin^2 \frac{\alpha_V}{2} \sin (2\phi_V - \theta_V).$$

Здесь  $\omega_1$  и  $\omega_8$  —  $SU_3$ -синглетное и октетное состояния пары легких кварков  $q\bar{q}$ ,  $\psi_0$  — состояние  $Q\bar{Q}$ ;  $\omega$ ,  $\phi$  и  $\psi$  — физические состояния. Углы  $\alpha_V$ ,  $\phi_V$ ,  $\theta_V$  имеют простой смысл.  $\alpha_V$  описывает перемешивание тяжелых кварков  $Q$  с легкими  $q$ ,  $\phi_V$  задает  $SU$ -структуру системы  $q\bar{q}$ , подмешанной к  $Q\bar{Q}$ , а  $\theta_V$  определяет смешивание легких кварков. Как видно из [1], подмешивание тяжелых кварков влияет и на характер смешивания легких кварков между собой. Это отражает возможность перехода странных кварков в нестранные (и обратно) через тяжелые кварки, например,  $s\bar{s} \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow u\bar{u}$ . При  $\alpha_V \rightarrow 0$  влияние тяжелых кварков на смешивание легких исчезает  $\sim \alpha_V^2$ . Аналогичные углы (с индексом  $P$ ) введем и для псевдоскалярных частиц  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\eta_Q$ .

Воспользуемся данными по распадам  $\psi \rightarrow \pi^0 \gamma$ ,  $\eta \gamma$ ,  $\eta' \gamma$ . Если считать, что распад  $\psi \rightarrow \pi^0 \gamma$  может идти только через примесь легких нестранных кварков к  $\psi$ , то

$$\Gamma_\psi(\pi^0 \gamma) = \sin^2 \alpha_V \cos^2 (\phi_V - \theta_0) (k_{\psi\pi} / k_{\omega\pi})^3 \Gamma_\omega(\pi^0 \gamma), \quad (2)$$

где  $\theta_0 = 36^\circ 5'$  — идеальный угол смешивания;  $k_{\psi\pi}$  и  $k_{\omega\pi}$  — импульсы фотона в распадах на  $\pi^0 \gamma$ . Из  $\Gamma_\omega(\pi^0 \gamma) = 0,87 \text{ Мэв}$  [7] и  $\Gamma_\psi(\pi^0 \gamma) < 0,3 \text{ кэв}$  [8] имеем

$$\sin \alpha_V \cos (\phi_V - \theta_0) < 2,3 \cdot 10^{-3}. \quad (3)$$

Если же воспользоваться векторной доминантностью, то

$$\Gamma_\psi(\pi^0 \gamma) = a (f_\rho^2 / 4\pi)^{-1} \frac{1}{3} \Gamma_\psi(\rho) \approx 0,9 \text{ эв}, \quad (4)$$

$$\sin \alpha_V \cos (\phi_V - \theta_0) \approx 1,2 \cdot 10^{-4}. \quad (5)$$

Если бы  $\cos (\phi_V - \theta_0)$  был мал, то распады  $\psi$  должны были бы идти в основном с образованием странных частиц (так как к  $\psi$  подмешивались бы в основном странные кварки), что противоречит эксперименту. Поэтому

$$\sin \alpha_V \sim 2 \cdot 10^{-4}. \quad (6)$$

Попытка определить  $\phi_V$  из имеющихся данных оказывается противоречивой. Например, соотношение между распадами  $\psi \rightarrow p\bar{p}$ ,  $\Lambda\bar{\Lambda}$  согласуется с  $\phi_V = 0$ , тогда как для распадов  $\psi \rightarrow \pi\rho$ ,  $kk^*$  угол  $\phi_V$  существенно отличен от нуля.

Малая величина  $a_V$  и относительно большие ширины распадов  $\psi \rightarrow \eta\gamma$ ,  $\eta'\gamma$  [9] показывают, что эти распады идут, в основном, через примесь  $Q\bar{Q}$  в  $\eta$  и  $\eta'$ . Тогда из отношения  $\Gamma_\psi(\eta'\gamma) / \Gamma_\psi(\eta\gamma) = 4 \pm 2,5$  [10] получаем

$$\text{ctg}^2(\phi_P - \theta_P) \approx 4,8 ; \quad | \phi_P - \theta_P | = 24,5^\circ. \quad (7)$$

Если считать, что магнитные моменты  $\mu_Q$  и  $\mu_u$  связаны соотношением

$$\mu_Q = \mu_u m_u / m_Q \approx \mu_u / 5, \quad (8)$$

то

$$\Gamma_\psi(\eta\gamma) = \left[ \frac{2}{3} \frac{1}{5} \sin a_P \sin(\phi_P - \theta_P) \right]^2 (k_{\psi\eta} / k_{\omega\pi})^3 \Gamma_\omega(\pi^0\gamma), \quad (9)$$

Из  $\Gamma_\psi(\eta\gamma) = 95 \pm 29$  эв [9] находим

$$\sin a_P \approx 2,4 \cdot 10^{-2}. \quad (10)$$

Предположение (8) оправдывается тем, что дает  $\Gamma_\psi(\eta_Q\gamma) = 12$  кэв. Эта ширина не противоречит экспериментальным ограничениям, если отождествить  $\eta_Q$  с  $X(2,8)$ .

Значения углов смешивания (6) и (10) качественно согласуются с ожиданиями [5], основанными на идеях асимптотической свободы. Заметим, что различие векторных и псевдоскалярных состояний проявляется здесь еще резче, чем для частиц из обычных кварков.

Подмешивание  $Q\bar{Q}$  к  $\eta$  и  $\eta'$  обсуждалось недавно в работе Харари [11]. Величина примеси находилась из предположения о соотношении масс векторных и "нормальных" псевдоскалярных частиц (без примеси  $Q\bar{Q}$ ). Примесь получилась большой и, в отличие от (10), ведет к противоречию с наблюдаемыми ограничениями на распады  $\psi$ . Однако, способ, использованный Харари, во многих отношениях ненадежен.

Вообще говоря, понятие смешивания для тяжелых кварков еще более неопределенно теоретически, чем для легких кварков. Это связано со значительным увеличением массы нового кварка и вызывается, в основном, следующими причинами: 1) увеличение подмешивания состояний непрерывного спектра; 2) существенное различие пространственной структуры волновых функций обычных и тяжелых кварков в мезонах.

Кроме того, качественные свойства радиационных распадов  $\psi$  можно объяснить прямыми распадами состояния  $Q\bar{Q}$  без перемешивания. В этом случае процесс имеет две стадии: аннигиляция  $Q\bar{Q}$  в  $q\bar{q}$  и испускание фотона. Если тяжелые кварки находятся на малом расстоянии и аннигилируют в  $C$ -четном состоянии значительно легче, чем в  $C$ -нечетном,

то квант испускается, в основном, сначала, т.е. из  $Q$ -кварков [12]. При этом конечная адронная система преимущественно  $SU_3$ -синглетна (или хотя бы изосинглетна). Такая картина качественно правильно определяет соотношение каналов  $\eta' \gamma$ ,  $\eta \gamma$  и  $\pi^0 \gamma$  в распаде  $\psi$ . Она предсказывает также, что в распаде  $\psi \rightarrow \gamma n \pi$  число пионов, в основном, четное (это согласуется и с углами смешивания (6), (10)).

Все указанные соображения о нечеткости понятия смешивания в той, или иной мере правильны и для  $\phi$ -мезона. Однако, свойства  $\phi$  хорошо описываются именно смешиванием кварков. Поэтому важно изучить применимость этого понятия к  $\psi$ . Проверка может использовать другие распады и свойства рождения новых частиц. Выяснение вопроса о смешивании способствовало бы пониманию динамики кварков.

Авторы благодарны В.Н.Грибову за полезные обсуждения и значения.

Институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 марта 1976 г.

### Литература

- [1] G.Zweig. Preprint CERN № 8419/TH 412, 1964; J.Iizuka. Supplement 1 to Progr. of Theor. Phys., 37, 1, 1966.
- [2] Л.Л. Франкфурт, В.А.Хозе. Препринт ЛИЯФ № 207, 1975.
- [3] H.D.Politzer. Phys. Rev. Lett., 26, 1346, 1973; D.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev. Lett., 26, 1343, 1973.
- [4] T.Appelquist, H.D.Politzer. Phys. Rev. Lett., 34, 43, 1975.
- [5] A.De Rujula, S.L. Glashow. Phys. Rev. Lett., 34, 46, 1975.
- [6] Я.Б.Зельдович, А.Д.Сахаров. ЯФ, 3, 549, 1966.
- [7] Particle. Data Group. Phys. Lett., 50B, 1, 1974.
- [8] C.Bacci et al. Nuovo Cim. Lett., 12, 269, 1975.
- [9] В.Н.Вук. Preprint DESY 75/37.
- [10] J.Heintze. Preprint DESY 75/34
- [11] H.Harari. Phys. Lett., 60B, 172, 1976.
- [12] R.N.Cahn, M.S.Chanowitz. Preprint LBL-3889.