

$SU(5)$ -СИММЕТРИЯ ?

Н.В.Красников, В.А.Кузьмин

В работе высказывается предположение о том, что недавно открытые частицы $\psi_1(3105)$ и $\psi_2(3695)$ являются членами 25-плета векторных мезонов в рамках группы $SU(5)$. Вычислены массы I^- - и 0^- -мезонов в нижайших мультиплетах группы $SU(5)$.

В ряде работ, появившихся после открытия [1–4] новых нейтральных частиц $\psi_1(3105)$ и $\psi_2(3695)$, обсуждаются всевозможные подходы к пониманию природы новых мезонов. В качестве наиболее вероятной интерпретации рассматривается описание этих мезонов как связанных состояний кварк-антикварк со "скрытым" новым квантовым числом [5, 6] в рамках группы симметрии $SU(4)$. При этом для частицы ψ_2 нет места в нижайшем мультиплете I^- -мезонов, и приходится считать, что ψ_2 является радиально-возбужденным состоянием. При всех известных аргументах в пользу такой схемы нельзя сказать, однако, что она удовлетворительна со всех точек зрения. В частности, нужно отметить трудность с объяснением отношения парциальных ширин лептонных распадов ψ_1 и ψ_2 , не говоря об абсолютном значении ширин, именно, сле-

довало бы ожидать, что $\Gamma(\psi_2 \rightarrow l\bar{l}) > \Gamma(\psi_1 \rightarrow l\bar{l})$, тогда как экспериментальные данные указывают скорее на обратное соотношение [1 - 4].

Нашей целью не является, однако, обсуждение аргументов за и против того или иного из предлагавшихся подходов к объяснению природы новых мезонов. Нам хотелось бы только отметить, что, исходя из экспериментальных данных о свойствах ψ_1 и ψ_2 , представляется допустимым предположение о том, что открытие этих частиц свидетельствует о существовании еще более высокой, чем $SU(4)$, группы симметрии сильных взаимодействий.

В настоящей работе мы вводим пять фундаментальных кварковых полей. Три кварка p , n и λ образуют $SU(3)$ -триплет, четвертый кварк c отличается квантовым числом "очарование" [7], а пятый несет новое квантовое число g . Будем рассматривать ψ_1 и ψ_2 как почти чистые состояния $c\bar{c}$ и $g\bar{g}$ - в сильно нарушенной $SU(5)$ -симметрии с приблизительно идеальным смешиванием и вычислим массы I^- - и 0^- -мезонов в нижайших мультиплетах $SU(5)$.

Запишем массовый оператор для нейтральных векторных мезонов с $I = Y = 0$ в виде

$$M = \sum_{i, k=1}^4 (A_i \chi_i^2 + \chi_i V_{ik} \chi_k),$$

где в качестве базисных выбраны состояния

$$\chi_1 = \omega^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} + n\bar{n}), \quad \chi_2 = \phi^0 = \lambda\bar{\lambda},$$

$$\chi_3 = \psi_1^0 = c\bar{c}, \quad \chi_4 = \psi_2^0 = g\bar{g},$$

и $A_2 = A_1 + \Delta_\lambda$, $A_3 = A_1 + \Delta_c$, $A_4 = A_1 + \Delta_g$, $A_1 = m_\rho$ (или m_ρ^2 в случае использования квадратичного массового оператора); члены Δ_λ , Δ_c , Δ_g учитывают отличие масс λ -, c - и g -кварков от масс p - и n -кварков; матрица V учитывает эффекты отличия смешивания от идеального. Число неизвестных параметров в приведенном выражении для массового оператора превышает число известных масс векторных мезонов. Поэтому приходится сделать дополнительные предположения о виде матрицы V . Экспериментальные значения парциальных ширин адронных каналов распада ϕ -, ψ_1 - и ψ_2 -мезонов наводят на мысль о малости отличия смешивания от идеального, если справедливо правило Иицука - Окубо - Цвейга [8, 9]. При малом отличии смешивания от идеального тот или иной выбор матрицы V незначительно изменяет значения масс недиагональных мезонов в мультиплете и отражается только на величинах парциальных ширин адронных каналов распада нейтральных мезонов.

Для нахождения масс недиагональных мезонов, как векторных, так и псевдоскалярных, используем поэтому простейший массовый оператор

$$M = \sum_{i=1}^4 A_i \chi_i^2 + h(\sqrt{2} \chi_1 + \chi_2 + \chi_3 + \chi_4)^2.$$

зависящий от четырех параметров Δ_λ , Δ_c , Δ_g и h . Предполагая малость h отличия смешивания от идеального, в вычислениях пренебрежем членами порядка h^2 . В таблице приведены вычисленные значения масс 1^- - и 0^- -мезонов в 25-плетах группы $SU(5)$ в случае линейного и квадратичного массового оператора. При вычислении масс псевдоскалярных мезонов мы использовали значения параметров Δ_λ , Δ_c , Δ_g и h , найденные из величин масс нейтральных векторных мезонов:

$$\Delta_\lambda = 0,203 \text{ Гэв}^2 (0,122 \text{ Гэв}), \quad \Delta_c = 4,50 \text{ Гэв}^2 (1,17 \text{ Гэв}),$$

$$\Delta_g = 6,51 \text{ Гэв}^2 (1,51 \text{ Гэв}), \quad h = 0,04 \text{ Гэв}^2 (0,005 \text{ Гэв}).$$

В скобках приведены значения параметров, полученные при использовании линейного массового оператора.

Массы 1^- - и 0^- -мезонов в 25-плетах группы $SU(5)$

Кварковая конфигурация	Квадратичный массовый оператор		Линейный массовый оператор	
	$J^P = 1^-$	$J^P = 0^-$	$J^P = 1^-$	$J^P = 0^-$
$p\tilde{c}$	2,26	2,13	1,94	1,31
$\lambda\tilde{c}$	2,30	2,17	2,06	1,43
$p\tilde{g}$	2,66	2,54	2,28	1,65
$\lambda\tilde{g}$	2,70	2,59	2,40	1,77
$c\tilde{g}$	3,41	3,32	3,45	2,82
$c\tilde{c}$	3,105*	3,00	3,105*	2,48
$g\tilde{g}$	3,695*	3,61	3,695*	3,16

*) Экспериментальные значения масс ψ_1 - и ψ_2 -мезонов [1-4].

Наблюдаемые состояния ω , ϕ , ψ_1 и ψ_2 , найденные с квадратичным массовым оператором, выражаются через идеальные базисные следующим образом:

$$\omega = \omega^\circ + 0,1 \phi^\circ + 0,006 \psi_1^\circ + 0,004 \psi_2^\circ .$$

$$\phi = -0,10 \omega^\circ + \phi^\circ + 0,005 \psi_1^\circ + 0,003 \psi_2^\circ ,$$

$$\psi_1 = -0,006 \omega^\circ - 0,005 \phi^\circ + \psi_1^\circ + 0,01 \psi_2^\circ .$$

$$\psi_2 = -0,004 \omega^\circ - 0,003 \phi^\circ - 0,01 \psi_1^\circ + \psi_2^\circ .$$

В случае использования линейного массового оператора получают выражения, незначительно отличающиеся от вышеприведенных.

Предлагаемая $SU(5)$ -схема отличается, очевидно, от $SU(4)$ -модели предсказанием существования новых мезонных и барионных состояний ($p\tilde{g}$, $\lambda\tilde{g}$, ..., ppg , $p\lambda g$, ...) с квантовым числом g . Наиболее массивный барион ggg в нижайшем мультиплете $3/2$ имеет массу $M_{ggg} \sim 6 \text{ Гэв}$. Заметим, что при малом отличии смешивания от идеального массы мезонов и барионов, не содержащих g -кварк, в $SU(5)$ -схеме незначительно отличаются от масс, предсказываемых $SU(4)$ -схемой.

Авторы благодарны А.Н.Тавхелидзе за ценные замечания.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 марта 1976 г.

Литература

- [1] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406, 1974.
- [2] J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 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] A. De Rujula, S.L.Glashow. Preprint 18145, Harvard University, 1974.
- [6] T.Appelquist et al., S.L.Glashow. Preprint Harvard University, 1974.
- [7] S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.
- [8] J.Iizuka. Progr. Theor. Phys. Suppl., 37-39, 21, 1966.
- [9] S.Okubo. Phys. Lett., 5, 165, 1963.