ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р-2392

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Я. Квециньски

КЛАССИФИКАЦИЯ БОЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В МОДЕЛИ $\overline{W}_8$ -СИММЕТРИИ

1965

P-2392

Я. Квециньски x/

КЛАССИФИКАЦИЯ БОЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В МОДЕЛИ W_8 -СИММЕТРИИ

Направлено в Acta Physica Polonica

x/ Командирован из Института ядерной физики, Краков, Польша.

Недавно в качестве одного из возможных вариантов высшей симметрии сильно взаимодействующих частиц была рассмотрена группа $\overline{W}_3$ – симметрии ($U_3 \times U_3$ – симметрия с перестановкой по четности). Привлекательным свойством этой симметрии является то, что в случае мезонов она допускает наличие супермультиплетов, включающих частицы с противоположными четностями.

Симметрия $\overline{W}_3$ была разработана (см. /4/) на основе четырехфермионной векторной модели с тремя безмассовыми дираковскими полями Ψ_i $(i = 1, 2, 3)$. Оказывается, что соответствующий лагранжиан L

$$L = \bar{\Psi}_i \gamma^{\mu} \partial_{\mu} \Psi_i + g(\bar{\Psi}_i \gamma^{\mu} \Psi_i)(\bar{\Psi}_j \gamma^{\mu} \Psi_j) \qquad (1)$$

инвариантен относительно отдельных унитарных преобразований $(1 \pm \gamma_5)$ проекций (ϕ_i, ξ_i) полей Ψ_i.

$$\phi_i = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\Psi_i \to a_i^j \phi_j ,$$
$$\xi_i = \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\Psi_i \to b_i^j \xi_j , \qquad (2)$$

что приводит к $\overline{W}_3 = U(3)_L \times U(3)_R$ – симметрии. Неприводимые представления (НП) $\overline{W}_3$ будем обозначать символом (a , b), где индексы a , b нумеруют НП двух U_3 – групп, из которых сконструирована группа $\overline{W}_3$.

Пусть мезонные состояния построены из пар* ξ_i , ϕ_i . Предполагаем, что мезоны со спином 0 и 1 являются s -волновыми связанными состояниями. Тогда мезоны со спином 0 относятся к представлению (3 , 3*), (3* , 3), мезоны со спином I–к Н П (1,8), (8,1) и (1,1), а мезоны со спином 2–к Н П (1,8), (8,1) и (1,1). (В этом пункте наша классификация отличается от предложенной Арнольдом /3/), который относит мезоны со спином 1 и мезоны со спином 2 к представлениям (3, 3*), (3* , 3). Операторы пространственного отражения и зарядового сопряжения действуют следующим способом на Н П группы W_3:

$$P: (a,b) \rightarrow (b,a), \qquad (3)$$

$$C: (a,b) \rightarrow (b^*, a^*).$$

Построив собственные состояния операторов P и C, в случае представлений $(3, 3^*)$, $(3^*, 3)$ получаем два вырожденных мультиплета с противоположными значениями P, но равными C. Ситуация противоположна в случае (1,8), (8,1). Здесь получаем два мультиплета с разными значениями как P, так и C. Если предложенная выше классификация мезонов правильна, то наряду с $(J^P = 0^-, C^+)(J^P=1^-, C^-)$ –мезонами должны существовать мезоны типа $(J^P = 0^+, C^+)$, $(J^P = 1^+, C^+)$ и т.д. Классификация известных мезонов по выше описанной схеме приведена в таблице 1. (Экспериментальные данные взяты главным образом из статьи Розенфельда и др.[6]). Недавно открытый K^* (1400)[7] резонанс мы помещаем в октет 2^+ –мезонов).

Т а б л и ц а 1

Классификация мезонов в схеме $\bar{W}_3$ –симметрии. Символы со знаком " ∂ " обозначают неизвестные пока резонансы. Их массы получены по массовой формуле нарушенной $\bar{W}_3$ –симметрии и формуле Г М О

$\overline{W}_3$	$(3,3^*)$, $(3^*,3)$		$(1,8)$, $(8,1)$ и $(1,1)$		$(1,8)$, $(8,1)$ и $(1,1)$	
J^P C	$0^+ C^+$	$0^- C^+$	$1^+ C^+$	$1^- C^-$	$2^+ C^+$	$2^- C^-$
синглеты U_3 / октеты U_3	σ (~400)	X_0 (960)	? $\tilde{\omega}$ (~1100)	ω (783)	f_0 (1250)	?
I = 0	? η' (~780)	η (550)	$\bar{K}K\pi$ (1410)	φ (1020)	? f_0' (~1430)	? $\tilde{f}_0'$ (~1350)
I = 1/2	κ (725)	K (495)	C (1215)	K^* (890)	K^*(1400)	? $\tilde{K}^{*\prime}$ (~1310)
I = 1	? π' (560)	π (140)	A_1 (1090)	ρ (760)	A_2 (1310)	B (1220)

Рассмотрим теперь проблему нарушения $\bar{W}_3$ –симметрии. На первом этапе $\bar{W}_3$ –симметрия редуцируется к U_3 –симметрии (значит, инвариантность соответствующего лагранжиана при совместном унитарном преобразовании проекций ϕ_1 и ξ_1). Этого можно добиться, если добавим массовый член к лагранжиану L. Получаем

тогда, что соответствующий нарушающий симметрию член L' имеет трансформационные свойства типа

$$L' \approx (3, 3^*) + (3^*, 3), \qquad (4)$$

предположим далее, что член, нарушающий U (3) –симметрию, преобразуется как Y = I = 0–компонента тензора типа $L'' \approx (1,8) + (8,1)$. Тогда получаем следующую массовую формулу (см.[4]):

$$\pi - K = \pi' - K', \qquad (5)$$

где K, π, K', π' обозначают квадраты масс P^- I = ½, P^- I = 1, P^+ I = ½, P^+ I = 1 членов $\bar{W}_3$ супермультиплета соответственно. Надо заметить, что формула (4) верна в любом порядке L и L'' и, таким образом, ее можно использовать с большей уверенностью, чем другие массовые формулы, которые верны только в первом порядке. Согласуется ли формула (4) с нашей классификацией?

1. С к а л я р н ы е (п с е в д о с к а л я р н ы е) м е з о н ы. В этом случае мы можем только предсказать наличие (I = 1, $J^{PG} = 0^{+-}$) π' — мезона с массой около 560 Мэв. Применяя массовую формулу Гелл–Манна–Окубо (ГМО)[1,8] для октета 0^+, мы можем предсказать существование (I = 0, $J^{PG} = 0^{++}$)–мезона с массой около 780 Мэв (это значение можно сравнить с открытым недавно[9] I = 0, 0^{++} –мезоном с массой около 700 Мэв).

2. В е к т о р н ы е (п с е в д о в е к т о р н ы е) м е з о н ы. В этом случае мы можем непосредственно проверить формулу (5). Подставляя соответствующие числа, находим

$$K^* - \rho = 0.212 \text{ GeV}^2,$$
$$\bar{K}K\pi - A_1 = 0.250 \text{ GeV}^2.$$

Заметим, что по нашей классификации квадраты масс октета не удовлетворяют формуле ГМО, что можно понять, если предположить наличие смешивания. Предполагая, что вырожденные массы $(1^+, 1^-)$ октетов равны вырожденным массам синглетов, можно получить следующие массовые формулы (см.[4]):

$$\tilde{\omega} = A_1, \qquad 5\,(a)$$

$$2K^*_C = \tilde{\omega} + \bar{K}K\pi \approx A_1 + \bar{K}K\pi, \qquad 5(b)$$

где $\tilde{\omega}$ –квадрат массы соответствующего 1^+ –мезона. Подставляя числа, находим:

$$2K^* \approx 2.960 \text{ GeV} ,$$

$$A_1 + K\bar{K}\pi \approx 3.160 \text{ GeV}^2 .$$

На основании (5 а) можем предсказать существование $\tilde{\omega}$ -мезона с $I = 0$; $J^{PG} = 1^{++}$ и с массой, близкой A_1 , т.е. равной около 1100 Мэв.

3. $J = 2$ – мезоны. В этом случае мы можем только предсказать существование дополнительных 2^- -мезонов, заполняющих октет 2^-. Используя формулу (5) и формулу ГМО, можем предсказать существование мезона $\bar{\eta}'(I = 0 ; J^{PG} = 2^{--})$ с массой около 1350 Мэв и существование $\bar{K}'(I = ½ ; J^P = 2^-)$ -мезона с массой около 1310 Мэв.

Итак, можно надеяться, что экспериментальные данные указывают наличие $\bar{W}_8$ – симметрии. Обнаружение предсказанных резонансов являлось бы дополнительной проверкой предложенной схемы.

Автор признателен З. Бохнацкому за ценные дискуссии.

Литература

1. M.Gell-Mann. Phys.Rev., 125, 1067 (1962).
2. M.Gell-Mann. Physics, 1, 63 (1964).
3. A.Salam and J.C.Ward. Phys.Rev., 136, B763 (1964).
4. R.E.Marshak, N.Mukunda and S.Okubo. Phys.Rev., 137, B698 (1965).
5. R.C.Arnold. Phys.Rev.Letters, 14, 657 (1965).
6. A.H.Rosenfeld, A.Barbaro Galtieri, W.H.Barkas, D.C.Bastien, J.Kirz and M.Ross. Rev.Mod.Phys., 36, 977 (1964).
7. Birmingham-Glasgow-Imperial College, Oxford Collaboration. Phvs.Lett., 14, 338 (1965); L.M.Hardly, S.U.Chung, O.I.Dahl,R.I.Hess, J.Kin and D.H.Miller. Phys. Rev.Letters, 14, 401 (1965); S.Okubo Progr. Theor. Phys., 27, 949 (1962).
8. M.Feldman, W.Frati, J.Halpern, A.Kanosky, M.Nussbaum, S.Richert, P.Yamin, A.Chovdry, S.Devons and J.Grunhaus. Phys.Rev.Letters, 14, 869 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 октября 1965 г.