

2299

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЭНА ЧИТ. ЗОЛ



P - 2298

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

З.Р. Бабаев, В.С. Замиралов, Л.Д. Соловьев

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕЗОНОВ  
В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ  $SU(6)$

1965

P - 2299

З.Р. Бабаев, В.С. Замиралов, Л.Д. Соловьев<sup>x/</sup>

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕЗОНОВ  
В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ SU (8)

Направлено в "Письма ЖЭТФ"

---

<sup>x/</sup> Институт физики высоких энергий, Серпухов.

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Унитарная симметрия, нарушенная лишь электромагнитным взаимодействием, приводит к определенным соотношениям между вероятностями радиационных распадов и магнитными моментами векторных мезонов <sup>/1/</sup>. Интересно выяснить, насколько изменяются эти соотношения при учете средне-сильного взаимодействия, приводящего к наблюдаемому расщеплению масс внутри унитарных мультиплетов.

В рамках симметрии SU (3) электромагнитный ток, описывающий радиационные распады, представляет собой линейную комбинацию октетов и синглетов, составленных из тензоров векторных и псевдоскалярных мезонов и тензора  $\delta_B^A + a T_B^A$ , где  $T_B^A = \delta_3^A \delta_3^B$  соответствует средне-сильному взаимодействию. В дополнение к равенствам, вытекающим из сохранения G-четности

$$g(\rho^+ \pi^0) = g(\rho \pi); \quad g(K^* \frac{+}{3} K_3^+) = g(K^* \frac{-}{3} K_3^-); \quad g(K^{*0} K^0) = g(K^{*0} \bar{K}^0) = g(K_N^* K_N), \quad (1)$$

этот ток в общем случае дает лишь одно соотношение <sup>/2/</sup>

$$4g(K_N^* K_N) - g(\rho \pi) = 3g(\Phi_0 \eta) - \sqrt{3}[g(\Phi_0 \pi) + g(\rho \eta)], \quad (2)$$

где  $\Phi_0$  - член октета.  $\Phi_0$  и синглет  $\omega_0$  известным образом связаны с физическими частицами  $\Phi$  и  $\omega$  <sup>/3/</sup>.

Если потребовать, чтобы ток был октетом, как это предполагается без учета средне-сильного взаимодействия, то получим еще два равенства

$$g(K_3^* K_3^-) + 2g(K_N^* K_N) = -3g(\rho \pi); \quad g(\omega_0 \pi) = \sqrt{3}g(\omega_0 \eta). \quad (3)$$

В рамках симметрии SU(6) будем рассуждать аналогичным образом. Составим всевозможные тензоры  $I_{\beta}^{\alpha} = I_{\beta\beta}^{\alpha\alpha}$  из 35-плета мезонов M и тензора  $1 + aT$ , где T соответствует средне-сильному взаимодействию. Из этих тензоров выделим вклады, преобразующиеся по представлениям (8,3) и (1,3) группы SU(3) x SU(2):

$$(I_{\beta}^{\alpha})_s = I_{\beta}^{\alpha} - \frac{1}{2} \delta_b^{\alpha} I_{\circ B}^{\alpha} - (I_{\beta}^{\alpha})_1 \quad (4)$$

$$(I_{\beta}^{\alpha})_1 = \frac{1}{3} \delta_b^{\alpha} I_{bc}^{\alpha} - \frac{1}{6} \delta_{\beta}^{\alpha} I_{\gamma}^{\gamma}.$$

В качестве  $T$  возьмем тензор, используемый при выводе массовых формул<sup>/4/</sup> и представляющий собой комбинацию преобразующихся по представлениям (1.1) и (8.1) частей 35-, 189-, 405- плетов:  $T(35^1) = 0$ ;  $T_{\beta}^{\alpha}(35^8) = T_{\beta}^{\alpha} = \delta_b^{\alpha} T_{\beta}^A$

$$T_{\gamma\delta}^{\alpha\beta}(J^1) = \delta_{\circ}^{\alpha} \delta_d^{\beta} \delta_D^A \delta_C^B - \delta_d^{\alpha} \delta_{\circ}^{\beta} \delta_C^A \delta_D^B \quad (5)$$

$$T_{\gamma\delta}^{\alpha\beta}(J^8) = \delta_{\circ}^{\alpha} \delta_d^{\beta} (\delta_D^A T_C^B + \delta_C^B T_D^A) - \delta_d^{\alpha} \delta_{\circ}^{\beta} (\delta_C^A T_D^B + \delta_D^B T_C^A),$$

где  $J = 189$  соответствует верхний знак, а  $J = 405$  - нижний. Выражения (5) написаны с точностью до несущественных в данном случае вкладов, преобразующихся по нижним представлениям. С учетом  $C$ -инвариантности лагранжиан, описывающий радиационные распады и рассеяние в магнитном поле  $\vec{H}$ , имеет вид  $\vec{H} \vec{\sigma}^a J_{a1}^{b1}$ , где ток

$$J_{\beta}^{\alpha} = \sum_{i=8,1} \{ a_i (M_{\gamma}^{\alpha} M_{\beta}^{\gamma}) + b_i (M_{\gamma}^{\alpha} T_{\delta}^{\gamma} M_{\beta}^{\delta}) + c_i M_{\delta}^{\gamma} T_{\gamma}^{\delta} (M_{\beta}^{\alpha}) + \quad (6)$$

$$+ \sum_{j,1} d_j (J^j) [M_{\gamma}^{\alpha} M_{\delta}^{\gamma} T_{\delta\beta}^{\gamma\Sigma} (J^j) + T_{\delta\Sigma}^{\alpha\gamma} (J^j) M_{\gamma}^{\delta} M_{\beta}^{\Sigma}] \} (j=1,8; J=189, 405).$$

1. В общем случае выражение (6) приводит лишь к соотношениям (1), (2) симметрии  $SU(3)$ . Этот результат сохраняется и в том случае, если опустить члены, соответствующие  $T(189^8)$ , как это делается в массовых формулах<sup>/4/</sup>.

2. Предположим, что ток является октетом. Тогда в дополнение к (1), (2) получим

$$2g(K_{\Sigma}^* K_{\Sigma}) + g(K_{\Pi}^* K_{\Pi}) = -3\mu(K^{*0})$$

$$g(\omega\pi) + \sqrt{3}g(\rho\eta) = 3g(\rho\pi) + 3\sqrt{3}g(\omega\eta) + 2\sqrt{2}g(\Phi\pi) \quad (7)$$

$$\mu(\rho^+) - \mu(K^{*+}) = 2\mu(K^{*0})$$

Если теперь опустить члены с  $T(189^8)$ , то получим дополнительное соотношение

$$g(K_{\Sigma}^* K_{\Sigma}) + 2g(K_{\Pi}^* K_{\Pi}) = \sqrt{2}g(\Phi\pi) + g(\omega\pi) - 6g(\rho\pi). \quad (7a)$$

3. Учтем лишь ту часть средне-сильного взаимодействия, которая является скаляром и 35-плетом. Получим (1), (2) и

$$g(\Phi\pi) = 0; \quad g(\omega\pi) = \mu(\rho^+) \quad (8)$$

$$g(\rho\pi) - \mu(\rho^+) = g(K_{\Sigma}^* K_{\Sigma}) - \mu(K^{*+}) = g(K_{\Pi}^* K_{\Pi}) - \mu(K^{*0}).$$

Наконец, если и теперь принять, что ток является октетом, то получим дополнительное равенства (7), первое из которых эквивалентно

$$g(\omega\pi) = 3g(\rho\pi). \quad (9)$$

Таким образом, нарушенные симметрии  $SU(3)$  и  $SU(6)$  в общем случае приводят к одним и тем же соотношениям. Если принять, что ток является октетом, то обе схемы дают, вообще говоря, различные результаты. Полученные соотношения вполне допускают экспериментальную проверку.

Один из авторов (В.З.) выражает благодарность С.И. Роговой за представленную возможность ознакомиться до опубликования с ее работой, посвященной аналогичным вопросам.

#### Л и т е р а т у р а

1. S.Badier, C.Beuchiat. Phys. Lett., 15, 98 (1965).  
Л.Д. Соловьев, ibid 16, 345.  
В.В. Анисович и др. ibid 194.  
М.П. Рекало, ЖЭТФ, Письмо в редакцию т. 1, вып. 3, 31 (1965).  
(Последняя работа содержит ошибки).
2. S.Okubo. The University of Rochester Report NYO-10254 (1963).

3. J.J.Sakurai. Phys. Rev., 132, 434 (1964).

T.K.Kuo, Tsu Yao. Phys. Rev. Lett., 13, 415 (1964).

4. M.A.Beg, V.Singh. Phys. Rev. Lett., 13, 418 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 июля 1965 г.