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

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

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

В рамках $SU(3)$-симметрии 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 $T_B^A = \delta_3^A \delta_B^3$ соответствует средне-сильному взаимодействию. В дополнение к равенствам, вытекающим из сохранения G-четности,

$$g(\rho^{\pm o}\to\pi^{\pm o}\gamma)=g(\rho\pi);\ g(K^{*\pm}\to K^{\pm}\gamma)=g(K_3^*K_3);\ g(K^{*o}\to K^o\gamma)=g(\bar K^{*o}\to\bar K^o\gamma)=g(K_H^*K_H)\quad (1)$$

этот ток в общем случае дает лишь одно соотношение [2]

$$4g(K_H^*K_H)-g(\rho\pi)=3\left[g(\Phi_o\eta)-\frac{1}{\sqrt3}g(\rho\eta)-\frac{1}{\sqrt3}g(\Phi_o\pi)\right],\qquad (2)$$

где Φ_o - член октета. Φ_o и синглет ω_o известным образом связаны с физическими частицами φ и ω [3].

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

$$g(K_3^*K_3)+2g(K_H^*K_H)=-3g(\rho\pi);\ g(\omega_o\pi)=\sqrt3 g(\omega_o\eta).\quad (3)$$

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

$$\begin{aligned}(I^{\alpha}_{\beta})_8&=I^{\alpha}_{\beta}-\frac{1}{2}\delta^a_b I^{cA}_{cB}-(I^{\alpha}_{\beta})_1,\\ (I^{\alpha}_{\beta})_1&=\frac{1}{3}\delta^A_B I^{aC}_{bC}-\frac{1}{6}\delta^{\alpha}_{\beta}I^{\gamma}_{\gamma}.\end{aligned}\qquad (4)$$

В качестве T возьмем тензор, используемый при выводе массовых формул [4] и представляющий собой комбинацию преобразующихся по представлениям(I,I) и (8,I) частей 35-, 189-, 405- плетов:

$$\begin{aligned}&T(35)=0;\ T^{\alpha}_{\beta}(35^8)\equiv T^{\alpha}_{\beta}=\delta^a_b T^A_B,\\ &T^{\alpha\beta}_{\gamma\delta}(I^1)=\delta^a_c\delta^b_d\delta^A_D\delta^B_C\mp\delta^a_d\delta^b_c\delta^A_C\delta^B_D,\\ &T^{\alpha\beta}_{\gamma\delta}(I^8)=\delta^a_c\delta^b_d(\delta^A_D T^B_C+\delta^B_C T^A_D)\mp\delta^a_d\delta^b_c(\delta^A_C T^B_D+\delta^B_D T^A_C),\end{aligned}\qquad (5)$$

где $I = 189$ соответствует верхний знак, а $I = 405$ – нижний. Выражения (5) написаны с точностью до несущественных в данном случае вкладов, преобразующихся по низшим представлениям. С учетом C – инвариантности лагранжиан, описывающий радиационные распады и рассеяние в магнитном поле $\vec{H}$, имеет вид $\vec{H}\vec{\sigma}^{a}_{b} I^{b_1}_{a_1}$, где ток

$$
\begin{gathered}
I^{\alpha}_{\beta} = \sum_{i=8,1} \Big\{ a_i \left(M^{\alpha}_{\gamma} M^{\gamma}_{\beta}\right)_i + b_i \left(M^{\alpha}_{\gamma} T^{\gamma}_{\delta} M^{\delta}_{\beta}\right)_i + c_i M^{\gamma}_{\delta} T^{\delta}_{\gamma} \left(M^{\alpha}_{\beta}\right)_i + \\
+ \sum_{I,j} d_i (I^j) \left[M^{\alpha}_{\gamma} M^{\delta}_{\varepsilon} T^{\gamma\varepsilon}_{\delta\beta} (I^i) + T^{\alpha\gamma}_{\delta\varepsilon} (I^i) M^{\delta}_{\gamma} M^{\varepsilon}_{\beta} \right]_i \Big\} \qquad (6) \\
(j = 1, 8, \; I = 189, 405).
\end{gathered}
$$

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

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

$$
\begin{gathered}
2g(K^*_3 K_3) + g(K^*_H K_H) = -3\mu(K^{*+}), \\
g(\omega\pi) + \sqrt{3}\, g(\eta\rho) = 3g(\rho\pi) + 3\sqrt{3}\, g(\eta\omega) + 2\sqrt{2}\, g(\Phi\pi), \qquad (7) \\
\mu(\rho^+) - \mu(K^{*+}) = 2\mu(K^{*0}).
\end{gathered}
$$

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

$$
g(K^*_3 K_3) + 2g(K^*_H K_H) = \sqrt{2}\, g(\Phi\pi) + g(\omega\pi) - 6g(\rho\pi). \qquad (7a)
$$

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

$$
\begin{gathered}
g(\Phi\pi) = 0; \quad g(\omega\pi) = \mu(\rho^+), \\
g(\rho\pi) - \mu(\rho^+) = g(K^*_3 K_3) - \mu(K^{*+}) = g(K^*_H K_H) - \mu(K^{*0}). \qquad (8)
\end{gathered}
$$

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

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

Таким образом, нарушенные $SU(3)$- и $SU(6)$-симметрии 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.

В.Замиралов выражает благодарность Роговой С.А. за возможность ознакомиться до опубликования с ее работой, посвященной аналогичным вопросам.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступило в редакцию 28 июля 1965 г.

Литература

[1] S.Badier, C.Bouchiat. Phys.Lett., 15, 98, 1965; Л.Д.Соловьев. Phys.Lett., 16, 345, 1965; В.В.Анисович и др. Phys.Lett., 16, 194, 1965; М.П.Рекало. Письма ЖЭТФ, 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.