

МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ И СМЕШИВАНИЯ В СИММЕТРИЯХ $SU(8)$ и $SU_W(8)$

Г. М. АСАТЯН, А. Н. ЗАСЛАВСКИЙ

Обсуждаются симметрии $SU(8)$ и $SU_W(8)$, объединяющие группы спина и W -спина с группой внутренней симметрии $SU(4)$. Проанализирован механизм нарушения, получены массовые формулы и численные значения масс $D(D^*)$, $S(S^*)$, η_c -мезонов, а также $\eta-\eta'-\eta_c$ и $\varphi-\omega-\psi$ -смешиваний в нарушенных симметриях $SU(8)$ и $SU_W(8)$.

1. Хорошо известно, что несмотря на все дефекты симметрия $SU(6)$ приводит к правильной классификации частиц, описывает расщепление масс в мультиплетах и другие статические эффекты [1].

В настоящей работе обсуждаются массовые формулы для групп $SU(8)$ и $SU_W(8)$, соответствующих объединению группы спина в системе покоя $SU_S(2)$ и группы $SU_W(2)$, оставляющей инвариантными уравнения движения вдоль выделенного направления (z), с группой внутренней симметрии $SU(4)$ [2].

2. Группа $SU(8)$. Мезоны с $J^P = 0^-$ и 1^- классифицируются в $SU(8)$ по представлению 63, которое имеет следующее $SU(4) \times SU_S(2)$ содержание: $63 = (15, 1) + (15, 3) + (1, 3)$. Важно отметить, что (как и в $SU(6)$) псевдоскалярные и векторные мезоны классифицируются различно — в представлении 63 содержится 15-плет 0^- -мезонов и $15+1$ состояний с $J^P = 1^-$. Массовый оператор для мезонов преобразуется по представлениям 1232, 720, 63, 1, так как $63 \times 63 = 1232 + 945 + 945^* + 720 + 63 + 63 + 1$; нарушение $SU(4)$ предполагается минимальным: $m^2 = m_{\text{лев}}^2 + m_8^2 + m_{15}^2$ *. Массовая формула для 15-плета $SU(4)$

$$(m_{\eta_c}^2 - m_\pi^2)(m_\eta^2 - m_\pi^2) = \frac{2}{3}(m_K^2 - m_\pi^2)(2m_{\eta_c}^2 + 2m_{\eta_c}^2 - 3m_K^2 - m_\pi^2),$$

полученная Бьеркенем и Глэшоу [3], сохраняется в нарушенной $SU(8)$ и приводит к малым значениям масс очарованных 0^- -мезонов:

$$m_D = 0,75 \text{ Гэв}, \quad m_S = 0,89 \text{ Гэв}, \quad m_{\eta_c} = 0,95 \text{ Гэв}. \quad (1)$$

Это дало бы большое спинное расщепление между состояниями чармония с $J^P = 0^-$ и 1^- . Таким образом, в отличие от $SU(6)$ добавление синглетного состояния $SU(8)$ является необходимым [5].

В представлении $63+1$ для общего вида нарушения остаются лишь массовые формулы

* Предположение о минимальности нарушения может быть обосновано в алгебраической реализации $SU(4)$ [4]. Кососимметричные представления 945, 945* не дают вклада в массовый оператор из-за C -четности.

$$m_{S^*}^2 - m_{D^*}^2 = m_{K^*}^2 - m_p^2, \quad (2)$$

$$m_S^2 - m_D^2 = m_K^2 - m_\pi^2,$$

которые не имеют предсказательного характера*. Можно, однако, получить частные массовые формулы, пренебрегая вкладами восьмой и пятнадцатой компонент 15-плетов из высших представлений $SU(8)$ 720 и 1232 (соответственно $m_{8,15}^{2(720)}$ и $m_{8,15}^{2(1232)}$). Представление 720 не дает вклада в массовые формулы для барионов, а пренебрежение 15-плетом из симметричного представления 1232 в массовом операторе приводит к равенству масс барионов с разными изоспинами и совпадающими остальными квантовыми числами (см. Приложение).

Обсудим более детально частные массовые формулы при различных упрощающих предположениях о виде нарушения.

А. $m_8^{2(1232)} = m_8^{2(720)} = 0$. Такое ограничение оправдано тем, что пренебрежение октетами из высших представлений приводит к хорошим результатам для группы $SU(6)$. Соответствующие массовые формулы в $SU(8)$ имеют вид

$$m_{K^*}^2 - m_p^2 = m_K^2 - m_\pi^2, \quad (3)$$

$$m_{\varphi^{8_{10}}}^2 = -\frac{\sqrt{6}}{3} (m_{K^*}^2 - m_p^2).$$

Б. $m_8^{2(720)} = m_{15}^{2(720)} = 0$. Антисимметричное представление 720 не дает вклада в массовые формулы для барионов; это условие хорошо выполняется в $SU(6)$, а для группы $SU(8)$ приводит к соотношениям

$$m_{\varphi^{8_{10}}}^2 = -\frac{\sqrt{6}}{3} (m_K^2 - m_\pi^2), \quad (4)$$

$$m_{\psi^{8_{10}}}^2 = \frac{\sqrt{3}}{6} (m_K^2 - m_\pi^2) - \frac{\sqrt{3}}{2} (m_D^2 - m_\pi^2).$$

В. $m_8^{2(1232)} = m_{15}^{2(1232)} = 0$. В $SU(6)$ пренебрежение октетной компонентой из 405 приводит к формуле $m_\Sigma = m_\Lambda$ и формуле [1] для мезонов, которые хорошо выполняются. В симметрии $SU(8)$ получаем

$$m_{\varphi^{8_{10}}}^2 = -\frac{\sqrt{6}}{3} (2(m_{K^*}^2 - m_p^2) - (m_K^2 - m_\pi^2)),$$

$$m_{\psi^{8_{10}}}^2 = \frac{\sqrt{3}}{6} (2(m_{K^*}^2 - m_p^2) - (m_K^2 - m_\pi^2)) -$$

$$-\frac{\sqrt{3}}{2} (2(m_D^2 - m_p^2) - (m_D^2 - m_\pi^2)). \quad (5)$$

* В $SU(4)$ -симметрии для представления $15 + 1$ в общем случае также остается только массовая формула $m_{S^*}^2 - m_{D^*}^2 = m_{K^*}^2 - m_p^2$.

Приведем здесь формулы, позволяющие связать квадраты масс физических и нефизических состояний в случае тройного $\eta - \eta' - \eta_c$ -смешивания:

$$\begin{aligned} m_{\eta_0}^2 &= \frac{4m_K^2 - m_\pi^2}{3}, \quad m_{\eta'_c}^2 = \frac{5m_\pi^2 + 9m_S^2 - 8m_K^2}{6}, \\ m_{\eta_0\eta'_c}^2 &= -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_K^2 - m_\pi^2), \\ m_\eta^2 + m_{\eta'}^2 + m_{\eta_c}^2 &= m_{\eta_0}^2 + m_{\eta'_0}^2 + m_{\eta'_c}^2, \\ m_\eta^2 m_{\eta'}^2 + m_\eta^2 m_{\eta_c}^2 + m_{\eta'}^2 m_{\eta_c}^2 &= m_{\eta_0}^2 m_{\eta'_0}^2 + m_{\eta_0}^2 m_{\eta'_c}^2 + \\ &+ m_{\eta'_0}^2 m_{\eta'_c}^2 - (m_{\eta_0\eta'_0}^2)^2 - (m_{\eta_0\eta'_c}^2)^2 - (m_{\eta'_0\eta'_c}^2)^2, \\ m_\eta^2 m_{\eta_c}^2 m_{\eta'}^2 &= m_{\eta_0}^2 m_{\eta'_0}^2 m_{\eta'_c}^2 + 2m_{\eta_0\eta'_0}^2 m_{\eta_0\eta'_c}^2 m_{\eta'_0\eta'_c}^2 - \\ &- m_{\eta_0}^2 (m_{\eta'_0\eta'_c}^2)^2 - m_{\eta'_0}^2 (m_{\eta_0\eta'_c}^2)^2 - m_{\eta'_c}^2 (m_{\eta_0\eta'_0}^2)^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где $m_{\eta_0}^2$, $m_{\eta'_0}^2$, $m_{\eta'_c}^2$ — квадраты масс нефизических состояний, $m_{\eta_0\eta'_0}^2$, $m_{\eta_0\eta'_c}^2$, $m_{\eta'_0\eta'_c}^2$ — смешивания. Аналогичные формулы в случае $\phi - \omega - \psi$ -смешивания получаются из (6) с помощью замен $\pi \rightarrow \rho$, $K \rightarrow K^*$, $S \rightarrow S^*$, $\eta^0 \rightarrow \eta^0$, $\eta'^0 \rightarrow \omega^0$, $\eta_c^0 \rightarrow \psi^0$, $\eta \rightarrow \phi$, $\eta' \rightarrow \omega$, $\eta_c \rightarrow \psi$.

Анализ уравнений (3) — (5) совместно с уравнениями для смешиваний показывает, что во всех этих случаях решения сильно зависят от массы ρ -мезона ($m_\rho = 770 \pm 10$) Мэв в пределах экспериментальных ошибок). В частности, для $m_\rho > 770$ Мэв действительного решения в этих случаях не существует. Предположим, что масса ρ -мезона определяется соотношением $m_{K^*}^2 - m_\rho^2 = m_K^2 - m_\pi^2$ и равна $m_\rho = 752$ Мэв. Тогда из (3) и (6) получаются следующие значения масс векторных мезонов с $C=1$: $m_{D^*} = 2,488$ Гэв, $m_{S^*} = 2,534$ Гэв и $m_{D^*} = 1,881$ Гэв, $m_{S^*} = 1,942$ Гэв. Оба решения не согласуются с экспериментальными данными по распадам ψ (3095)-мезона, так как в этих случаях в ψ есть большая примесь состояний $(\bar{p}p + \bar{n}n)/\sqrt{2}$ и $s\bar{s}$ -кварков ($\sim 0,1$).

Таким образом, значения масс мезонов в $SU(8)$ оказываются чувствительными к параметрам $m_8^{(720)}$ и $m_8^{(1232)}$ и пренебречь октетной компонентой из высших представлений, в отличие от $SU(6)$, нельзя.

Г. $m_{15}^{(1232)} = m_{15}^{(720)} = 0$. Это условие ведет к массовым формулам

$$\begin{aligned} m_{D^*}^2 - m_\rho^2 &= m_D^2 - m_\pi^2, \\ m_{\phi\omega} &= -\frac{\sqrt{2}}{4} m_{\phi\omega} - \frac{\sqrt{3}}{2} (m_{D^*}^2 - m_\rho^2). \end{aligned} \quad (7)$$

Решение системы уравнений (6) и (7) слабо зависит от массы ρ -мезона и для $m_\rho = 0,77 \text{ Гэв}$, $m_\psi = 3,095 \text{ Гэв}$ дает следующие значения масс и смешиваний:

$$\begin{aligned} m_{D^*} &= 2,254 \text{ Гэв}, & m_{S^*} &= 2,298 \text{ Гэв}, \\ m_D &= 2,122 \text{ Гэв}, & m_S &= 2,176 \text{ Гэв}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\varphi = 0,0823 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,9966 \bar{s}s - 0,0030 \bar{c}c,$$

$$\omega = 0,9966 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0823 \bar{s}s - 0,0016 \bar{c}c,$$

$$\psi = 0,0018 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,0029 \bar{s}s + 0,9999 \bar{c}c.$$

В предположении, что псевдоскалярным партнером ψ (3095)-мезона является η_c (2800)-мезон, получаем следующие два решения для смешиваний псевдоскалярных мезонов:

$$\begin{aligned} \eta &= 0,6690 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,7432 \bar{s}s + 0,0066 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,7401 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,6670 \bar{s}s - 0,0855 \bar{c}c, \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \eta_c &= -0,0679 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0523 \bar{s}s + 0,9963 \bar{c}c; \\ \eta &= -0,4920 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,8699 \bar{s}s + 0,0354 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,8689 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,4881 \bar{s}s + 0,0822 \bar{c}c, \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\eta_c = -0,0544 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0713 \bar{s}s + 0,9960 \bar{c}c,$$

если $\eta' \equiv E(1420)$, и

$$\begin{aligned} \eta &= 0,7238 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,6898 \bar{s}s + 0,0150 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,6833 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,7197 \bar{s}s + 0,1231 \bar{c}c, \\ \eta_c &= -0,0957 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0788 \bar{s}s + 0,9923 \bar{c}c; \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned}\eta &= -0,4238 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,9047 \bar{s}s + 0,0435 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,9014 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,4166 \bar{s}s + 0,1176 \bar{c}c, \\ \eta_c &= -0,0884 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0892 \bar{s}s + 0,9921 \bar{c}c,\end{aligned}\quad (9e)$$

если $\eta' \equiv X(958)$. Соотношения (9a) и (9в) соответствуют случаю, когда $m_{\eta, \eta'}^2 < 0$, а (9б) и (9г) — случаю, когда $m_{\eta, \eta'}^2 > 0$.

Таким образом, при упрощающих предположениях в $SU(8)$ можно получить хорошие массовые формулы, если не учитывать вкладов компонент $m_{15}^{2(720)}$ и $m_{15}^{2(1232)}$ из высших представлений $SU(8)$.

3. Группа $SU_W(8)$. Обсудим также возможность классификации мезонов и массовые формулы в симметрии $SU_W(8)$. Векторные и псевдоскалярные мезоны классифицируются по W -спину в представлениях с $W=1$ ($V^{(+)}$, P , $V^{(-)}$) и $W=0$ ($V^{(0)}$), где $(\pm, 0)$ — проекции спина на векторных мезонов на ось z ; тогда $\omega^{(\pm)}$ и $\omega^{(0)}$ принадлежат к разным представлениям $SU_W(8)$ — 63 и 1 [6]. — W — S -«флип» приводит к тому, что в системе покоя массовый оператор для мезонов в $SU_W(8)$ необходимо определить для представления 64, чтобы в точной $SU_W(8)$ все проекции ω -мезона ($\omega^{(+)}$, $\omega^{(0)}$, $\omega^{(-)}$) имели одинаковую массу. Так как в $SU_W(8)$ содержатся представления двух типов: S -типа (построенные из кварков, например, 120-плет барионов, 63_S) и W -типа (построенные из кварков и антикварков, 64_W , 1296_W), то необходимо специально потребовать, чтобы массы частиц расщеплялись по S -спину, а не по W -спину [7].

Наиболее общая структура нарушения $SU_W(8)$ имеет вид

$$\begin{aligned}& \alpha_1 \{ [1296_S(1+)] - [784_S(1-)] \} + \alpha_2 \{ [1296_S(1-)] - [784_W(1+)] \} + \\ & + \alpha_3 \{ [784_S(8+)] - [784_W(8+)] \} + \alpha_4 \{ [1296_S(8+)] - [784_S(8-)] \} + \\ & + \alpha_5 \{ [1296_S(8-)] - [784_W(8+)] \} + \alpha_6 \{ [784_S(15+)] - [784_W(15+)] \} + \\ & + \alpha_7 \{ [1296_S(15+)] - [784_S(15-)] \} + \alpha_8 \{ [1296_S(15-)] - [784_W(15+)] \},\end{aligned}\quad (10)$$

где числа 1, 8, 15 обозначают унитарное содержание, а знаки (+) и (−) соответствуют симметрии спиновой части, например:

$$\begin{aligned}[1232_W(8+)] &= [(W_z^a(W_z^c)_d + (W_z^a(W_z^c)_d) [T_B^A \delta_D^C + T_D^A \delta_B^C + \\ & + T_B^C \delta_D^A + T_D^C \delta_B^A],\end{aligned}$$

$$[784_S(15\pm)] = [\delta_b^a \delta_d^c \pm \delta_d^a \delta_b^c] [T_B^A \delta_D^C \mp \delta_B^C T_D^A + T_B^C \delta_D^A \mp T_D^C \delta_B^A],$$

$(W_z^a)_b^a$ — матричные элементы W -спина в кварковом представлении,

$$T_B^A = \delta_B^3 \delta_3^A - \frac{1}{4} \delta_B^A, \quad T_B^A = \delta_B^4 \delta_4^A - \frac{1}{4} \delta_B^A,$$

$$a, b, c, d = 1, 2; \quad A, B, C, D = 1, 2, 3, 4.$$

Нарушение (10) в случае применения к мезонам дает следующие соотношения:

$$m_{\pi}^2 + m_{\eta}^2 + m_{\omega}^2 + m_{\rho}^2 = m_{\eta_c}^2 + m_{\eta_c'}^2 + m_{\eta_c''}^2 + m_{\pi}^2, \quad (11a)$$

$$m_{\rho\omega}^2 - m_{\eta\eta'}^2 = \frac{\sqrt{6}}{3} [(m_{K^*}^2 - m_{\rho}^2) - (m_K^2 - m_{\pi}^2)], \quad (11b)$$

$$m_{\rho\omega 0}^2 - m_{\eta\eta' 0}^2 = -\frac{\sqrt{3}}{6} [(m_{K^*}^2 - m_{\rho}^2) - (m_K^2 - m_{\pi}^2)] + \\ + \frac{\sqrt{3}}{2} [(m_{D^*}^2 - m_{\rho}^2) - (m_D^2 - m_{\pi}^2)]. \quad (11c)$$

Из формулы (11a) следует, что $m_{\eta_c} = 3,08 \text{ Гэв}$, если $\eta' \equiv E(1420)$, и $m_{\eta_c} = 3,25 \text{ Гэв}$, если $\eta' \equiv X(958)$, в противоречии с экспериментальным соотношением $m_{\eta_c} < m_{\phi}$.

Число неизвестных параметров в (11) и (6) равно числу известных значений масс в представлении 64, и система уравнений для масс мезонов и смешиваний может быть разрешена. В соответствии с кварковой моделью физическими считаются те решения, для которых $m_{\rho\omega}^2 < 0$ и $m_{\eta\eta'}^2 < 0$. В случае, когда $\eta' \equiv X(958)$, таких решений не существует. Решения получены в случае $\eta' \equiv E(1420)$; они оказываются сильно зависящими от массы ρ -мезона (в некоторых случаях имеют два решения). В табл. 1 приведены полученные значения масс в Гэв.

Таблица 1

m_{ρ}	m_D	m_{D^*}	m_{η_c}	m_{ϕ}
0,760	1,614	2,558	3,079	3,095
0,765	2,403	2,446	3,080	3,095
	1,772	2,537	3,080	3,095
0,770	нет решений			
0,775	2,420	1,965	3,083	3,095
	2,114	2,066	3,083	3,095
0,780	2,451	1,903	3,084	3,095
	2,024	1,989	3,084	3,095

Сильная зависимость от m_{ρ} возникает в уравнениях (11b, в), где в правой части содержатся члены, чувствительные к малым изменениям массы ρ -мезона.

Массовые формулы $SU(8)$ для 120-плета барионов приведены в Приложении.

Авторы благодарны Д. Ю. Бардину, С. Б. Герасимову, Р. Ледницкому, С. Г. Матиняну и В. И. Огиевскому за полезные обсуждения.

Приложение

Барионы классифицируются в $SU(8)$ по представлению 120 , которое содержит $20'$ -плет барионов $1/2^+$ и 20 -плет барионов $3/2^+$: $120 = (20', 2) + (20, 4)$, где 20 -плет и $20'$ -плет — представления $SU(4)$ с тремя нижними индексами, первое из которых симметрично по всем индексам ($C_{\alpha\beta\gamma}$), а второе симметризовано по первым двум и антисимметризовано по второму и третьему индексам ($B_{\alpha\beta\gamma}$). Они имеют следующее $SU(3) \times C$ содержание [8]:

$$20 = (1, C=3) + (3, C=2) + (6, C=1) + (10, C=0),$$

$$20' = (3, C=2) + (3^*, C=1) + (6, C=1) + (8, C=0).$$

Будем обозначать состояния очарованных барионов $1/2^+$ и $3/2^+$ соответственно через $B_C^S(n)$ и $C_C^S(n)$, где S — странность, C — очарование, а n — размерность данного представления $SU(3)$. Массовый оператор после суммирования по спиновым функциям принимает вид

$$\begin{aligned} m_{\text{inv}} & (\bar{B}^{\alpha\beta\gamma} B_{\alpha\beta\gamma} + \bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma}) + m_1^{(1232)} \bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma} + \\ & + m_8^{(63)} (\bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{\alpha\beta\gamma} B_{\alpha\beta\gamma} + \bar{B}^{\gamma\alpha\beta} B_{\gamma\alpha\beta} + \bar{B}^{\beta\gamma\alpha} B_{\beta\gamma\alpha})) + \\ & + m_8^{(1232)} (\bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{\alpha\beta\gamma} B_{\alpha\beta\gamma} - \bar{B}^{\gamma\alpha\beta} B_{\gamma\alpha\beta})) + \\ & + m_{15}^{(63)} (\bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{\alpha\beta\gamma} B_{\alpha\beta\gamma} + \bar{B}^{\gamma\alpha\beta} B_{\gamma\alpha\beta} + \bar{B}^{\beta\gamma\alpha} B_{\beta\gamma\alpha})) + \\ & + m_{15}^{(1232)} (\bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{\alpha\beta\gamma} B_{\alpha\beta\gamma} - \bar{B}^{\gamma\alpha\beta} B_{\gamma\alpha\beta})). \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Используя табл. 2, получим следующие массовые формулы для 20 -плета барионов $3/2^+$ (символами частиц обозначены их массы):

$$\begin{aligned} \Xi^- - \Xi^* &= \Xi^* - Y^* = Y^* - \Delta, \\ C_1^{-2}(6) - C_1^{-1}(6) &= C_1^{-1}(6) - C_1^0(6), \\ C_2^{-1}(3) - C_2^0(3) &= C_1^{-1}(6) - C_1^0(6) = Y^* - \Delta, \\ C_3^0(1) - C_2^0(3) &= C_2^0(3) - C_1^0(6) = C_1^0(6) - \Delta. \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

Для $20'$ -плета барионов $1/2^+$ имеют место соотношения:

$$\begin{aligned} 2(\Xi + N) - \Sigma &= 3\Delta, \\ B_1^{-2}(6) - B_1^0(6) &= \Xi - N, \\ B_2^{-1}(3) - B_2^0(3) &= \Sigma - N, \\ 2(B_2^0(3) + N) &= 3B_1^0(3^*) + B_1^0(6), \\ B_1^{-1}(3^*) + B_1^{-1}(6) &= B_1^0(6) + B_1^0(3^*) + \Delta + \Sigma - 2N, \end{aligned}$$

Таблица 2

Барьоны	Единичные векторы	m_{inv}	$m_1^{(1232)}$	$m_8^{(63)}$	$m_8^{(1232)}$	$m_{15}^{(63)}$	$m_{15}^{(1232)}$
N	$\hat{e}_{abc}$	1	0	0	0	0	0
Λ	$(\hat{e}_{312} - \hat{e}_{321})/\sqrt{3}$	1	0	1/3	1/6	0	0
Σ	$\hat{e}_{ab3}$	1	0	1/3	-1/6	0	0
Ξ	$\hat{e}_{33a}$	1	0	2/3	1/6	0	0
$B_1^0(6)$	$\hat{e}_{ab4}$	1	0	0	0	1/3	-1/6
$B_1^{-1}(6)$	$\hat{e}_{a34}$	1	0	1/3	1/12	1/3	-1/6
$B_1^{-2}(6)$	$\hat{e}_{334}$	1	0	2/3	1/6	1/3	-1/6
$B_1^0(3^*)$	$(\hat{e}_{412} - \hat{e}_{421})/\sqrt{3}$	1	0	0	0	1/3	1/6
$B_1^{-1}(3^*)$	$(\hat{e}_{43a} - \hat{e}_{4a3})/\sqrt{3}$	1	0	1/3	-1/12	1/3	1/6
$(B_1^{-1}(3^*) B_1^{-1}(6))_{mix}$	—	0	0	0	$-\sqrt{3}/12$	0	0
$B_2^0(3)$	$\hat{e}_{44a}$	1	0	0	0	2/3	1/6
$B_2^{-1}(3)$	$\hat{e}_{443}$	1	0	1/3	-1/6	2/3	1/6
Δ	$\hat{f}_{abc}$	1	1	0	0	0	0
Y^*	$\hat{f}_{3bc}$	1	1	1/3	1/3	0	0
Ξ^*	$\hat{f}_{33a}$	1	1	2/3	2/3	0	0
Ω^-	$\hat{f}_{333}$	1	1	1	1	0	0
$C_1^0(6)$	$\hat{f}_{4ab}$	1	1	0	0	1/3	1/3
$C_1^{-1}(6)$	$\hat{f}_{43b}$	1	1	1/3	1/3	1/3	1/3
$C_1^{-2}(6)$	$\hat{f}_{433}$	1	1	2/3	2/3	1/3	1/3
$C_2^0(3)$	$\hat{f}_{44a}$	1	1	0	0	2/3	2/3
$C_2^{-1}(3)$	$\hat{f}_{443}$	1	1	1/3	1/3	2/3	2/3
$C_3^0(1)$	$\hat{f}_{444}$	1	1	0	0	1	1

Массовая матрица и единичные векторы состояний барьонов $1/2^+$ ($\hat{e}_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{2} (\hat{e}_{\alpha\beta\gamma} + \hat{e}_{\beta\alpha\gamma} - \hat{e}_{\alpha\gamma\beta} - \hat{e}_{\beta\gamma\alpha})$) и $3/2^+$ ($\hat{f}_{\alpha\beta\gamma} = f_{\{\alpha\beta\gamma\} \text{ сим. }}$); $\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3, 4$; $a, b, c = 1, 2$.

$$B_1^{-1}(3^*) B_1^{-1}(6) = \frac{1}{16} (3\Lambda + 4B_1^0(6) + \Sigma - 4N) (3\Sigma + \Lambda + 4B_1^0(3^*) - 4N) - \frac{3}{16} (\Sigma - \Lambda)^2. \quad (\text{П.3})$$

Формулы (П.2) — (П.3) имеются и в $SU(4)$ -симметрии; в симметрии $SU(8)$ получаются также соотношения, связывающие массы барьонов $1/2^+$ и $3/2^+$:

$$Y^* - \Delta = \frac{1}{2}(3\Lambda - \Sigma - 2N), \quad (\text{П.4})$$

$$C_2^0(3) - C_1^0(6) = \frac{1}{2}(3B_1^0(3^*) - B_1^0(6) - 2N). \quad (\text{П.5})$$

Новым является соотношение (П.5), так как формула (П.4) получается из $SU(6)$ -симметрии. Используя условие $m_{15}^{(1232)} = 0$, которое для 64-плета мезонов приводило к хорошим массовым формулам, для барионов получим дополнительное соотношение $B_1^0(3^*) = B_1^0(6)$.

Ереванский физический институт

Поступила 4.VIII.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F. Gursey, L. A. Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 173 (1964).
A. Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 175 (1964).
M. A. B. Beg, V. Singh. Phys. Rev. Lett., 13, 418 (1964).
2. S. Okubo et al. Phys. Rev. Lett., 34, 236 (1975).
S. Barchard et al. Phys. Rev. Lett., 34, 38 (1975).
A. De Rújula, S. L. Glashow. Phys. Rev. Lett., 34, 46 (1975).
Л. Б. Окунь. VIII школа по физике высоких энергий, Ереван, 1975, стр. 9.
3. B. J. Bjorken, S. L. Glashow. Phys. Lett., 11, 255 (1964).
4. Г. М. Асатрян, А. Н. Заславский. Препринт ЕФИ-184 (76).
5. S. Okubo. Phys. Rev., D11, 3261 (1975).
6. H. J. Lipkin, S. Meshkov. Phys. Rev. Lett., 14, 670 (1965).
7. А. Н. Заславский, В. И. Ошешевский, В. Тыбор. Письма ЖЭТФ, 6, 606 (1967);
Acta Phys. Polon., 33, 209 (1968).
8. M. Gaillard, B. W. Lee, J. Rosner. Rev. Mod. Phys., 47, 277 (1975).

ՀԱՆԳՎԱԾԱՅԻՆ ԲԱՆԱԶԵՎԵՐԸ ԵՎ ԽԱՌՆՈՒՄՆԵՐԸ $SU(8)$ ԵՎ $SU_W(8)$ ՍԻՄԵՏՐԻԱՆԵՐՈՒՄ

2. Մ. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, **Ա. Ն. ՀԱՍԼԱՎՍԿԻ**

Մանրամասն քննարկվում են զանգվածային բանաձևերը $SU(8)$ և $SU_W(8)$ խախտված սիմետրիաներում: Վերլուծվում է խախտման մեխանիզմը, ստացված են $D(D^*)$, $S(S^*)$ և η_c մեզոնների զանգվածների թվային արժեքները, ինչպես նաև $\eta-\eta'-\eta_c$ և $\varphi-\omega-\psi$ խառնումները խախտված $SU(8)$ և $SU_W(8)$ սիմետրիաներում:

MASS FORMULAE AND MIXING IN $SU(8)$ AND $SU_W(8)$ SYMMETRIES

G. M. ASATRYAN, **A. N. ZASLAVSKY**

The $SU(8)$ and $SU_W(8)$ symmetries combining the groups of conventional S -spin and W -spin with the group of internal $SU(4)$ symmetry is discussed. The mechanism of symmetry violation is analyzed, the mass formulae and numerical values of $D(D^*)$, $S(S^*)$, η_c meson masses, $\eta-\eta'-\eta_c$ and $\varphi-\omega-\psi$ mixing are obtained.