ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2067

Нгуен Ван Хьеу, Я.А. Смородинский

ФОРМФАКТОРЫ И КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ 56-ПЛЕТА ГРУППЫ SL(6)

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P-2087

Нгуен Ван Хьеу, Я.А. Смородинский

ФОРМФАКТОРЫ И КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ 56-ПЛЕТА ГРУППЫ SL(6)

Направлено в журнал "Ядерная физика"

установить между ними линейное соотношение. Для тензоров третьего ранга, например, мы имеем соотношения

$$(i\hat{P})^{\dot{A}'}_{A}\,\phi^{\underline{AB\dot{C}}} + m\,\chi^{B\underline{\dot{C}\dot{A}'}} = 0,$$

$$(i\hat{P})^{A'}_{\dot{A}}\,\chi^{B\underline{\dot{C}\dot{A}}} + m\,\phi^{\underline{A'B\dot{C}}} = 0.$$

Таким образом появляются 36-импульсы $(\hat{P})^{A}_{\dot{B}}$ и $(\hat{P})^{\dot{A}}_{B}$.

4. С помощью волновых функций и 36-импульсов вида $(\hat{P})^{A}_{\dot{B}}$ и $(\hat{P})^{\dot{A}}_{B}$ составляются токи и вершины.

5. В окончательном выражении новые 32 компоненты импульсов полагаются равными нулю. Оправданием такой операции может служить то, что "вакуум" состоит только из частиц, имеющих физические компоненты импульса. Иначе можно сказать, что свойства нашего мира таковы, что движение не может изменять ни зарядов, ни изотопического спина, а также не может превращать компоненту синглета в компоненту унитарного октета. Такой "рецепт естественного нарушения симметрии" при всей его схематичности приводит к вполне определенным результатам, которые следует знать, исследуя симметрию элементарных частиц.

2. Матричные элементы токов

Рассмотрим прежде всего матричные элементы токов $J^{A}_{\dot{B}}$ и $J'^{\dot{A}}_{B}$, преобразующихся как соответствующие спиноры при преобразованиях группы SL(6). Эти матричные элементы являются билинейными комбинациями волновых функций $\phi^{\underline{AB\dot{C}}}$ и $\chi^{B\underline{\dot{C}\dot{A}}}$ данного 56-плета. Обозначим 4-импульсы начального и конечного состояний через p_μ и q_μ, соответственно, или в ковариантном виде через $(\hat{p})^{a}_{\dot{b}}$, $(\hat{p})^{\dot{a}}_{b}$, $(\hat{q})^{a}_{\dot{b}}$, $(\hat{q})^{\dot{a}}_{b}$, и положим $k = p - q$, $\ell = p + q$. Следуя предложенному методу, мы сначала рассмотрим эти 4-импульсы как компоненты спиноров $(\hat{P})^{A}_{\dot{B}}$, $(\hat{P})^{\dot{A}}_{B}$, $(\hat{Q})^{A}_{\dot{B}}$, $(\hat{Q})^{\dot{A}}_{B}$, $(\hat{K})^{A}_{\dot{B}}$, $(\hat{K})^{\dot{A}}_{B}$ и $(\hat{L})^{A}_{\dot{B}}$, $(\hat{L})^{\dot{A}}_{B}$ группы SL(6), удовлетворяющих условию вида (подробно см. /11/)

$$(\hat{K})^{A}_{\dot{B}}(\hat{K})^{\dot{B}}_{C} = (\hat{K})^{\dot{A}}_{B}(\hat{K})^{B}_{\dot{C}} = k^2\,\delta^{A}_{C} = k^2\,\delta^{\dot{A}}_{\dot{C}}, \tag{1}$$

а затем сделаем замену вида:

$$(\hat{K})^{A}_{\dot{B}} \to (\hat{k})^{a}_{\dot{b}}\,\delta^{\alpha}_{\beta}, \qquad (\hat{K})^{\dot{A}}_{B} \to (\hat{k})^{\dot{a}}_{b}\,\delta^{\alpha}_{\beta}. \tag{2}$$

Токи $J^{A}_{\dot{B}}$ и $J'^{\dot{A}}_{B}$ обладают свойством

$$(J^{A}_{\dot{B}})^{+} = J^{B}_{\dot{A}}, \qquad (J'^{\dot{A}}_{B})^{+} = J'^{\dot{B}}_{A}. \tag{3}$$

Поэтому их матричные элементы удовлетворяют условию

$$\langle Q|J^{A}_{\dot{B}}|P\rangle^{*} = \langle P|J^{B}_{\dot{A}}|Q\rangle, \qquad \langle Q|J'^{\dot{A}}_{B}|P\rangle^{*} = \langle P|J'^{\dot{B}}_{A}|Q\rangle. \tag{4}$$

Из соображений инвариантности и уравнений для спиноров $\phi^{\underline{AB\dot{C}}}$ и $\chi^{B\underline{\dot{C}\dot{A}}}$ следует, что матричные элементы токов $J^{A}_{\dot{B}}$ и $J'^{\dot{A}}_{B}$, удовлетворяющие условию (4), имеют общий вид:

$$\begin{aligned}
\langle Q|J^{A}_{\dot{B}}|P\rangle &= f_0(\varkappa)\,\phi^{+}(Q)_{C\underline{\dot{D}\dot{B}}}\,\phi(P)^{\underline{AC\dot{D}}}\\
&+ f_1(\varkappa)\Big[\phi^{+}(Q)_{C\underline{\dot{D}\dot{B}}}\,\chi(P)^{C\underline{\dot{D}\dot{E}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{A}_{\dot{E}} - \chi^{+}(Q)_{\underline{ECD}}\,\phi(P)^{\underline{AC\dot{D}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{E}_{\dot{B}}\Big]\\
&+ f_2(\varkappa)\Big[\phi^{+}(Q)_{E\underline{\dot{C}\dot{D}}}\,\chi(P)^{A\underline{\dot{C}\dot{D}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{E}_{\dot{B}} - \chi^{+}(Q)_{\underline{CD}\dot{B}}\,\phi(P)^{\underline{CD\dot{E}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{A}_{\dot{E}}\Big]\\
&+ f_3(\varkappa)\Big[\phi^{+}(Q)_{E\underline{\dot{C}\dot{B}}}\,\chi(P)^{A\underline{\dot{C}\dot{D}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{E}_{\dot{D}} - \chi^{+}(Q)_{\underline{DC}\dot{B}}\,\phi(P)^{\underline{AC\dot{E}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{D}_{\dot{E}}\Big]\\
&+ f_4(\varkappa)\Big[\phi^{+}(Q)_{E\underline{\dot{C}\dot{B}}}\,\chi(P)^{A\underline{\dot{C}\dot{D}}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{E}_{\dot{D}} + \chi^{+}(Q)_{\underline{DC}\dot{B}}\,\phi(P)^{\underline{AC\dot{E}}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{D}_{\dot{E}}\Big]\\
&+ f_5(\varkappa)\Big[\phi^{+}(Q)_{\underline{C\dot{D}\dot{E}}}\,\chi(P)^{C\underline{\dot{D}\dot{E}}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{A}_{\dot{B}} + \chi^{+}(Q)_{\underline{ED}\dot{C}}\,\phi(P)^{\underline{ED\dot{C}}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{A}_{\dot{B}}\Big]\\
&+ f_6(\varkappa)\,\chi^{+}(Q)_{\underline{CD}\dot{E}}\,\chi(P)^{C\underline{\dot{E}\dot{F}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{A}_{\dot{F}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{D}_{\dot{B}};
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
\langle Q|J'^{\dot{A}}_{B}|P\rangle &= f_0(\varkappa)\,\chi^{+}(Q)_{\underline{BD}\dot{C}}\,\chi(P)^{D\underline{\dot{C}\dot{A}}}\\
&+ f_1(\varkappa)\Big[\chi^{+}(Q)_{\underline{BD}\dot{C}}\,\phi(P)^{\underline{ED\dot{C}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{A}}_{E} - \phi^{+}(Q)_{D\underline{\dot{C}\dot{E}}}\,\chi(P)^{D\underline{\dot{C}\dot{A}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{E}}_{B}\Big]\\
&+ f_2(\varkappa)\Big[\chi^{+}(Q)_{\underline{DC}\dot{E}}\,\phi(P)^{\underline{DC}\dot{A}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{E}}_{B} - \phi^{+}(Q)_{B\underline{\dot{D}\dot{C}}}\,\chi(P)^{E\underline{\dot{D}\dot{C}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{A}}_{E}\Big]\\
&+ f_3(\varkappa)\Big[\chi^{+}(Q)_{\underline{BC}\dot{E}}\,\phi(P)^{\underline{DC}\dot{A}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{E}}_{D} - \phi^{+}(Q)_{B\underline{\dot{C}\dot{D}}}\,\chi(P)^{E\underline{\dot{C}\dot{A}}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{D}}_{E}\Big]\\
&+ f_4(\varkappa)\Big[\chi^{+}(Q)_{\underline{BC}\dot{E}}\,\phi(P)^{\underline{DC}\dot{A}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{\dot{E}}_{D} + \phi^{+}(Q)_{B\underline{\dot{C}\dot{D}}}\,\chi(P)^{E\underline{\dot{C}\dot{A}}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{\dot{D}}_{E}\Big]\\
&+ f_5(\varkappa)\Big[\chi^{+}(Q)_{\underline{ED}\dot{C}}\,\phi(P)^{\underline{ED}\dot{C}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{\dot{A}}_{B} + \phi^{+}(Q)_{E\underline{\dot{D}\dot{C}}}\,\chi(P)^{E\underline{\dot{D}\dot{C}}}\Big(\frac{i\hat{L}}{m}\Big)^{\dot{A}}_{B}\Big]\\
&+ f_6(\varkappa)\,\phi^{+}(Q)_{E\underline{\dot{C}\dot{D}}}\,\phi(P)^{\underline{EF}\dot{C}}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{A}}_{E}\Big(\frac{i\hat{K}}{m}\Big)^{\dot{D}}_{B},
\end{aligned} \tag{6}$$

где m – масса барионов данного 56-плета, а $f_i(\kappa)$, $i = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ – функции от инвариантной переменной

$$\kappa = \frac{1}{12m^2}(i\hat{K})^{A}_{\dot B}(i\hat{K})^{\dot B}_{A} = -\frac{k^2}{2m^2} = \frac{t}{2m^2}. \tag{7}$$

Другие инварианты выражаются через κ и массы частиц. Для удобства мы ввели численный коэффициент $1/12m^2$.

Матричный элементы векторных и аксиальных токов выражаются через матричные элементы (5) и (6) следующим образом:

$$<q|(j^V_\mu)^a_\beta|p> = \tfrac{1}{2}[(\sigma_\mu)^{\dot b}_{a}<Q|J^{(aa)}_{(\beta\dot b)}|P> + (\sigma_\mu)^{b}_{\dot a}<Q|J'^{(\dot a\dot a)}_{(\beta b)}|P>] \tag{8}$$

$$<q|(J^A_\mu)^a_\beta|p> = \tfrac{1}{2}[(\sigma_\mu)^{\dot b}_{a}<Q|J^{(aa)}_{(\beta\dot b)}|P> - (\sigma_\mu)^{b}_{\dot a}<Q|J'^{(\dot a\dot a)}_{(\beta b)}|p>], \tag{9}$$

причем в правых частях этих соотнсшений мы делаем замену (2). Полученные выражения инвариантны относительно группы $SU(3) \times SL(2)$, где $SL(2)$ – группа Лоренца.

Обозначим через $N^a_\beta\psi$ волновые функции барионов, через $D^{a\beta a}\psi_\mu$ – волновые функции декуплета барионных резонансов. Положим

$$\psi = \begin{pmatrix}\phi\\ \chi\end{pmatrix}, \qquad \psi_\mu = \begin{pmatrix}\phi_\mu\\ \chi_\mu\end{pmatrix}.$$

Тогда для спиноров $\phi^{\underline{AB}\dot C}$ и $\chi^{B\underline{\dot C\dot A}}$ в соотношениях (5) и (6) мы имеем выражения [11]

$$\phi(P)^{\underline{AB}\dot C} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_\mu)^{b\dot o}\phi^a_\mu D^{a\beta\gamma} + \frac{1}{3\sqrt{2}}[e^{ab}\chi^{i}\epsilon^{a\beta\tau}N^\gamma_\tau + (\frac{i\hat p}{m})^{b\dot o}\phi^a\epsilon^{\beta\gamma\tau}N^a_\tau + (\frac{i\hat p}{m})^{a\dot o}\phi^b\epsilon^{a\gamma\tau}N^\beta_\tau], \tag{10}$$

$$\chi(P)^{B\underline{\dot C\dot A}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_\mu)^{b\dot o}\chi^{\dot a}_\mu D^{a\beta\gamma} + \frac{1}{3\sqrt{2}}[e^{\dot o\dot a}\phi^b\epsilon^{a\gamma\tau}N^\beta_\tau + (\frac{i\hat p}{m})^{b\dot a}\chi^{\dot o}\epsilon^{\beta a\tau}N^\gamma_\tau + (\frac{i\hat p}{m})^{b\dot o}\chi^{\dot a}\epsilon^{\beta\gamma\tau}N^a_\tau]. \tag{11}$$

3. Формфакторы и константы взаимодействия для октета барионов

Если частицы в начальном и конечном состояниях принадлежат октету барионов, то матричные элементы векторных аксиальных токов имеют вид:

$$\begin{aligned}<q|(j^V_\mu)^a_\beta|p> &= (\bar N^\sigma_\beta N^a_\sigma - \bar N^a_\gamma N^\gamma_\beta)[V^F_1(\kappa)\bar\psi\gamma_\mu\psi + V^F_2(\kappa)\frac{1}{2m}\bar\psi\sigma_{\mu\nu}k_\nu\psi]\\ &+ (\bar N^\sigma_\beta N^a_\sigma + N^a_\gamma N^\gamma_\beta - \frac{2}{3}\delta^a_\beta\bar N^\sigma_\gamma N^\gamma_\sigma)[V^D_1(\kappa)\bar\psi\gamma_\mu\psi + V^F_2(\kappa)\frac{1}{2m}\bar\psi\sigma_{\mu\nu}k_\nu\psi]\\ &+ \delta^a_\beta\bar N^\sigma_\gamma N^\gamma_\sigma[V^S_1(\kappa)\bar\psi\gamma_\mu\psi + V^S_2(\kappa)\frac{1}{2m}\bar\psi\sigma_{\mu\nu}k_\nu\psi],\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}<q|(j^A_\mu)^a_\beta|P> &= (\bar N^\sigma_\beta N^\sigma_\sigma - \bar N^a_\gamma N^\gamma_\beta)[A^F_1(\kappa)\bar\psi\gamma_\mu\gamma_5\psi + A^F_2(\kappa)\frac{ik_\mu}{m}\bar\psi\gamma_5\psi]\\ &+ (\bar N^\sigma_\beta N^a_\sigma + \bar N^a_\gamma N^\gamma_\beta - \frac{2}{3}\delta^a_\beta\bar N^\sigma_\gamma N^\gamma_\sigma)[A^D_1(\kappa)\bar\psi\gamma_\mu\gamma_5\psi + A^D_2(\kappa)\frac{ik_\mu}{m}\bar\psi\gamma_5\psi]\\ &+ \delta^a_\beta\bar N^\sigma_\gamma N^\gamma_\sigma[A^S_1(\kappa)\bar\psi\gamma_\mu\gamma_5\psi + A^S_2(\kappa)\frac{ik_\mu}{m}\bar\psi\gamma_5\psi].\end{aligned} \tag{13}$$

Здесь $V^{F,D}_i(\kappa)$ и $A^{F,D}_i(\kappa)$ –формфакторы типа F и D для векторных и аксиальных токов, соответственно, а $V^S_i(\kappa)$ и $A^S_i(\kappa)$ –формфакторы векторных и аксиальных синглетных токов. Эти 12 формфакторов выражаются через 7 независимых формфакторов $f_i(\kappa)$, $i = 0, 1, 2, \dots 6$ x). Нас интересуют 8 формфакторов типа F и D. Подставляя выражения (5), (6) и (10), (11) в соотношения (8) и (9) и сравнивая полученные результаты с выражениями (12) и (13), мы получим:

$$V^F_1(\mu) = \frac{1}{18}[(3-2\kappa)f_0 - 2\kappa f_1 + 4\kappa f_2 + 4\kappa f_3 - 4(3-\kappa)f_4 - \frac{7}{2}\kappa(1-2\ )f_6], \tag{14}$$

$$V^D_1(\kappa) = \frac{1}{18}[-3\kappa f_0 + 6\kappa f_1 - 12\kappa f_2 + 6\kappa f_3 - 12\kappa f_4 + \frac{\kappa}{2}(17-6\kappa)f_6], \tag{15}$$

$$V^F_2(\kappa) = \frac{1}{18}[-f_0 - 2(4-5\kappa)f_1 + 4(2-\kappa)f_2 + 4(3-\kappa)f_4 + \kappa f_6], \tag{16}$$

$$V^D_2(\kappa) = \frac{1}{18}[3f_0 - 6(2-\kappa)f_1 + 12(1+\kappa)f_2 + 12\kappa f_4 - 3\kappa f_6], \tag{17}$$

$$A^F_1(\kappa) = \frac{1}{18}[2(1-\kappa)f_0 + 4\kappa f_3 - 8f_4 - \frac{3\kappa}{2}(3-4\kappa)f_6], \tag{18}$$

$$A^D_1(\kappa) = \frac{1}{18}[3(1-\kappa)f_0 + 6\kappa f_3 - 12f_4 - \frac{\kappa}{2}(7-8\kappa)f_6], \tag{19}$$

---

x) Мы не рассматриваем члена $\phi^+_{\dot C\dot D\dot E}\chi^{\underline{C\dot D\dot E}}(\frac{i\hat K}{m})^A_{\dot B} - \chi^+_{\dot C DE}\phi^{\underline{CD\dot E}}(\frac{i\hat K}{m})^A_{\dot B}$, дающего вклад в синглетный аксиальный ток, так ~~как~~ этот ток не принимает участия в физических процессах.

$$A_2^F(\kappa) = \frac{1}{36}\,[-f_0 - 2(4-5\kappa)f_1 + 4(1+\kappa)f_2 + 4f_3 + 4\kappa f_4 - 2(8-7\kappa)f_6]\,, \tag{20}$$

$$A_2^D(\kappa) = \frac{1}{36}\,[3f_0 - 6(2-\kappa)f_1 + 12(2-\kappa)f_2 - 12f_3 + 12(3-\kappa)f_4 - 2(12-11\kappa)f_6]\,. \tag{21}$$

Рассмотрим сначала электромагнитные взаимодействия. Электромагнитные формфакторы барионов определяются соотношениями (14)-(17). Значения этих формфакторов при $x=0$ связаны со значениями зарядов и магнитных моментов частиц в данном октете. Обозначим через e заряды частиц в единице заряда протона, а через μ - аномальные магнитиые моменты в единице ядерного магнетона. Мы имеем

$$e_p = 2V_1^F(0) + \frac{2}{3}V_1^D(0)\,, \qquad e_n = -\frac{4}{3}V_1^D(0)\,, \tag{22}$$

$$\mu_p = 2V_2^F(0) + \frac{2}{3}V_2^D(0)\,, \qquad \mu_n = -\frac{4}{3}V_2^D(0)\,. \tag{23}$$

Из (14)-(17), (22) и (23) мы получим

$$e_p = \frac{1}{3}\,[f_0(0) - 4f_4(0)]\,, \qquad e_n = 0\,, \tag{24}$$

$$\mu_p = \frac{4}{3}\,[f_2(0) + f_4(0) - f_1(0)]\,, \qquad \mu_n = -\frac{2}{9}[f_0(0) - 4f_1(0) + 4f_2(0)]\,. \tag{25}$$

В частности, отношение между полными магнитными моментами протона и нейтрона равно:

$$\frac{e_p+\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2}\,. \tag{26}$$

Этот результат был получен в работах /14,15/ на основе группы SU(6). Если вместо формфакторов $V_2^{F,D}(\kappa)$ пользоваться формфакторами

$$V_\mu^{F,D}(\kappa) = V_1^{F,D}(\kappa) + V_2^{F,D}(\kappa)\,, \tag{27}$$

связанными с полными магнитными моментами, то в случае, когда $f_6=0$, мы имеем

$$V_\mu^F(\kappa) = \frac{1}{9}\,[(1-x)f_0 - 4(1-\kappa)f_1 + 4f_2 + 2\kappa f_3]\,, \tag{28}$$

$$V_\mu^D(x) = \frac{1}{6}\,[(1-\kappa)f_0 - 4(1-\kappa)f_1 + 4f_2 + 2\kappa f_3]\,. \tag{29}$$

Отсюда следует, что

$$\frac{V_\mu^D(\kappa)}{V_\mu^F(\kappa)} = \frac{3}{2}\,. \tag{30}$$

Рассмотрим теперь слабые взаимодействия. Формфакторы слабых взаимодействий барионов также определяются соотношениями (14)-(21). В частности, векторная и аксиальная константы β-распада нейтрона пропорциональны величинам

$$G_V = V_1^F(0) + V_1^D(0) = \frac{1}{6}\,[f_0(0) - 4f_4(0)]\,, \tag{31}$$

$$-G_A = A_1^F(0) + A_1^D(0) = \frac{5}{18}\,[f_0(0) - 4f_4(0)]\,. \tag{32}$$

Отсюда следует, что

$$-\frac{G_A}{G_V} = \frac{5}{3}\,. \tag{33}$$

Кроме того, отношения между константами типа F и D равны

$$\frac{V_1^D(0)}{V_1^F(0)} = 0\,, \qquad \frac{A_1^D(0)}{A_1^F(0)} = \frac{3}{2}\,. \tag{34}$$

Мы снова получаем результаты Гурсея, Пайса и Радикати /16/. Аналогично из (14)-(21) можно получить выражения для эффективной псевдоскалярной константы и константы слабого магнетизма. Отметим также, что формфакторы $A_1^F(\kappa)$ и $A_1^D(\kappa)$ пропорциональны

$$\frac{A_1^D(\kappa)}{A_1^F(\kappa)} = \frac{3}{2}\,, \tag{35}$$

если $f_6 = 0$.

Рассмотрим, наконец, мезон-барионную вершинную часть, инвариантную относительно группы SL(6). Если мезонный мультиплет содержит 9 векторных мезонов $(W_\mu)^\alpha_\beta$ и 8 псевдоскалярных мезонов $(\phi_P)^\alpha_\beta$, то рассматриваемая вершинная часть имеет вид:

$$\Gamma(q,p) = \langle q|(j^V_\mu)^\alpha_\beta|p\rangle (W_\mu)^\beta_\alpha + \langle q|ik_\mu (j^A_\mu)^\alpha_\beta|p\rangle (\phi_P)^\beta_\alpha\,, \tag{36}$$

где $\langle q|(j^V_\mu)^\alpha_\beta|p\rangle$ определяются соотношениями (12), (14)-(17), а матричные элементы дивергенций аксиальных токов равны

$$\begin{aligned} \langle q|ik_\mu (j^A_\mu)^\alpha_\beta|p\rangle = [(&\bar N^\sigma_\beta N^\alpha_\sigma - \bar N^\alpha_\gamma N^\gamma_\beta)\, g^F(\kappa) + \\ &+ (\bar N^\sigma_\beta N^\alpha_\sigma + \bar N^\alpha_\gamma N^\gamma_\beta - \frac{2}{3}\delta^\alpha_\beta \bar N^\sigma_\gamma N^\gamma_\sigma)\, g^D(\kappa)]\,\bar\psi\gamma_5\psi\,, \end{aligned} \tag{37}$$

где

$$g^{F,D}(\kappa) = 2\frac{m}{\mu}\,[A_1^{F,D}(\kappa) + \kappa A_2^{F,D}(\kappa)]\,, \tag{38}$$

а μ – масса мезонов. Из соотношений (18)–(21) следует, что

$$g^{F}(\kappa) = \frac{m}{18\mu}\left[(4-5\kappa)f_0 - 2\kappa(4-5\kappa)f_1 + 4\kappa(1+\kappa)f_2 + 12\kappa f_3 - 4(4-\kappa^2)f_4 - \kappa(25-26\kappa)f_6\right] \tag{39}$$

$$g^{D}(\kappa) = \frac{m}{6\mu}\left\{(2-\kappa)\left[f_0 - 2\kappa f_1 + 4\kappa f_2 - 4(1-\kappa)f_4\right] - \frac{\kappa}{3}(31-30\kappa)f_6\right\}. \tag{40}$$

При нулевой передаче импульса $(\kappa = 0)$ мы имеем

$$\frac{g^{D}(0)}{g^{F}(0)} = \frac{3}{2}. \tag{41}$$

Соотношение (41) было получено в работе /16/ и рассматривается в этой работе как соотношение между константами связи типа F и D псевдоскалярных мезонов с барионами.

Как частный случай рассмотрим π-мезон-нуклонную и ρ-мезон-нуклонную вершинные части $\Gamma_{\pi}(q,p)$ и $\Gamma_{\rho}(q,p)$. Мы имеем

$$\Gamma_{\rho}(q,p) = \left[g^{\rho}(\kappa)\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi + f^{\rho}(\kappa)\frac{1}{2m}\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}k_{\nu}\psi\right]\rho_{\mu}, \tag{42}$$

$$\Gamma_{\pi}(q,p) = g^{\pi}(\kappa)\bar{\psi}\gamma_5\psi\,\pi, \tag{43}$$

где

$$g^{\rho}(\kappa) = \frac{1}{18}\left[(3-5\ )f_0 + 4\kappa f_1 - 8\kappa f_2 + 10\kappa f_3 - 4(3+2\kappa)f_4 + 2\kappa(6-5\kappa)f_6\right], \tag{44}$$

$$f^{\rho}(\kappa) = \frac{1}{9}\left[f_0 - 2(5-4\kappa)f_1 + 2(5+2\kappa)f_2 + 2(3+2\kappa)f_4 - \kappa f_6\right], \tag{45}$$

$$g^{\pi}(\kappa) = \frac{m}{9\mu}\left[(5-4\kappa)f_0 - 2\kappa(5-4\kappa)f_1 + 2\kappa(7-2\kappa)f_2 + 6\kappa f_3 - 2(2\kappa^2 - g\kappa + 10)f_4 - 28\kappa(1-\kappa)f_6\right]. \tag{46}$$

При $\kappa = 0$ мы имеем

$$\frac{g^{\pi}(0)}{g^{\rho}(0)} = \frac{5}{3}\cdot\frac{2m}{\mu}. \tag{47}$$

Это соотношение также было получено в работе /16/ как соотношение между константами взаимодействия. Отметим, что соотношения (41) и (47) в действительности не являются соотношениями между константами связи, так как последние определяются как значения соответствующих формфакторов не при $\kappa = 0$, а при $t = \mu^2$, т.е. $\kappa = \frac{\mu^2}{2m^2}$.

4. Формфакторы для процессов рождения и распада барионных резонансов

Рассмотрим теперь матричные элементы (8) и (9) векторных и аксиальных токов в случае, когда начальная частица с импульсом p принадлежит унитарному октету барионов, а конечная частица с импульсом q является одним из барионных резонансов унитарного декуплета. Из соображений инвариантности, волновых уравнений и условия сохранения векторного тока следует, что рассматриваемые матричные элементы имеют следующий общий вид:

$$\langle D,q\,|\,(j^{V}_{\mu})^{\sigma}_{\beta}\,|N,p\rangle = \bar{D}_{\beta\gamma\sigma}N^{\sigma}_{\delta}\,\epsilon^{a\gamma\delta}\Big[V_1(\kappa)\Big(\bar{\psi}_{\mu}\gamma_5\psi - \frac{ip_{\nu}}{2m}\bar{\psi}_{\nu}\gamma_{\mu}\gamma_5\psi\Big) + V_2(\kappa)\frac{ip_{\nu}}{m}\bar{\psi}_{\nu}\sigma_{\mu\nu}\frac{k_{\lambda}}{m}\gamma_5\psi + V_3(\kappa)\Big[\Big(\frac{ik_{\mu}}{m}\frac{ip_{\nu}}{m}\bar{\psi}_{\nu}\gamma_5\psi + \frac{k^2}{m^2}\bar{\psi}_{\mu}\gamma_5\psi\Big)\Big]\Big], \tag{48}$$

$$\langle D,q\,|\,(j^{A}_{\mu})^{\alpha}_{\beta}\,|N,p\rangle = \bar{D}_{\beta\gamma\sigma}N^{\sigma}_{\delta}\,\epsilon^{\epsilon\gamma\delta}\Big[A_1(\kappa)\bar{\psi}_{\mu}\psi + A_2(\kappa)\,i\,\frac{p_{\mu}+q_{\mu}}{m}\,i\,\frac{p_{\nu}}{m}\bar{\psi}_{\nu}\psi + A_3(\kappa)\frac{ik_{\mu}}{m}\frac{ip_{\nu}}{m}\bar{\psi}_{\nu}\psi + A_4(\kappa)\frac{ip_{\nu}}{m}\bar{\psi}_{\nu}\gamma_{\mu}\psi\Big]. \tag{49}$$

Подставляя выражения (5), (6) и (10), (11) в соотношения (8) и (9), мы получим:

$$V_1(\kappa) = -\frac{1}{3}\left[f_0 - 4f_1 + 4f_3 + 2\kappa f_6\right], \tag{50}$$

$$V_2(\kappa) = \frac{1}{3}\left[f_2 - 2f_4\right], \tag{51}$$

$$V_3(\kappa) = -\frac{1}{3}\left[f_1 + f_2 - 2f_3\right], \tag{52}$$

$$A_1(\kappa) = \frac{1}{3}\left[f_0 - 2\kappa f_2 - 4(1-\kappa)f_4 + 2\kappa f_6\right], \tag{53}$$

$$A_2(\kappa) = -\frac{1}{3}\left[f_2 - 2f_4\right], \tag{54}$$

$$A_3(\sigma) = -\frac{1}{3}\left[f_1 - f_2 - 2\%f_3 + 2f_6\right], \tag{55}$$

$$A_4(\kappa) = \frac{1}{6}\left[f_0 - 2f_1 - 2f_2 + 4f_4 + \kappa f_6\right]. \tag{56}$$

Эти формфакторы полностью определяют матричные элементы электромагнитных переходов между состоянием октета и состоянием декуплета, а также матричные элементы процессов рождения барионных резонансов в слабых взаимодействиях и процесса лептонного распада Ω^--гиперона. Так, например, матричные элементы процессов типа:

$$\nu + N \to \mu^- + D\ ,$$
$$\bar{\nu} + N \to \mu^+ + D\ ,$$

где N – бариона унитарного октета, а D –барионный резонанс унитарного декуплета равны

$$M_{if} = \frac{G\cos\theta}{\sqrt{2}}\,\bar{u}_\mu\gamma_\alpha(1+\gamma_5)u_\nu\langle D,q|(j^V_\alpha + j^A_\alpha)^2_1|\tilde{N,p}\rangle\ , \tag{57}$$

$$M_{if} = \frac{G\cos\theta}{\sqrt{2}}\,\bar{v}_\nu\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\,v_\mu\langle D,q|(j^V_\alpha + j^A_\alpha)^1_2|N,p\rangle\ , \tag{58}$$

если в данном процессе странность не меняется, и равны

$$M_{if} = \frac{G\sin\theta}{\sqrt{2}}\,\bar{u}_\mu\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\,u_\nu\langle D,q|(j^V_\alpha + j^A_\alpha)^3_1|N,p\rangle\ , \tag{59}$$

$$M_{if} = \frac{G\sin\theta}{\sqrt{2}}\,\bar{v}_\nu\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\,v_\mu\langle D,q|(j^V_\alpha + j^A_\alpha)^1_3|N,p\rangle\ , \tag{60}$$

если странность меняется. Здесь G – универсальная константа слабых взаимодействий, а θ – угол Кабиббо. Аналогично матричный элемент лептоиного распада Ω^-–гиперона

$$\Omega^- \to e^- + \bar{\nu} + \Xi^0$$

равен

$$M_{if} = \frac{G\sin\theta}{\sqrt{2}}\,\bar{u}_e\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\,v_\nu\langle\Omega^-,q|(j^V_\alpha + j^A_\alpha)|\Xi^0,p\rangle^*\ . \tag{61}$$

Отметим, что для электромагнитных переходов с участием реальных фотонов формфактор $V_3(\kappa)$ не дает вклада.

Рассмотрим, наконец, вершинную часть $DN\bar{P}$, где $\underline{P}$ обозначает октет псевдоскалярных мезонов. Частным случаем этой вершинной части является диаграмма распада барионного резонанса на всевдоскалярный мезон и барион. Мы имеем

$$\Gamma(D,q;\ N,p;\ P,k) = \bar{D}_{\beta\gamma\delta}\,N^\delta_\sigma\,\epsilon^{\alpha\gamma\sigma}P^\beta_\alpha\,h(\kappa)\,\frac{ip_\mu}{m}\,\bar{\psi}_\mu\psi\ , \tag{62}$$

где $h(x) = A_1(\kappa) + 2\kappa\,A_3(\kappa) =$

$$= -\frac{1}{3}\left[f_0 - 2\kappa f_1 + 4\kappa f_3 - 4(1-\kappa)f_4 - 2\kappa f_6\right]. \tag{63}$$

В частности, вершинная часть, соответствующая диаграмме распада

$$N^{++} \to p + \pi^+\ ,$$

равна

$$\Gamma(N^{++},p,\pi^+) = h(\kappa)\,\frac{ip_\mu}{m}\,\bar{\psi}_\mu\psi\ . \tag{64}$$

Сравнивая значения формфактора $h(\kappa)$ и формфактора $g^\pi(\kappa)$ мезон-нуклонный вершины при $\kappa = 0$, мы получим

$$\frac{h(0)}{g^\pi(0)} = \frac{3\mu}{5m}\ . \tag{65}$$

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову и М.А.Маркову за интерес к работе.

Литература

1. M.A.Beg and A.Pais. Preprint, New York, 1964.
2. B.Sakita. Phys. Rev., 136, 175B (1964).
3. T.Fulton and J.Wess. Phys. Lett., 14, 57 (1965).
4. W.Ruhl. Preprint CERN, 1965.
5. K.Bardacki, J.M.Cornwall, P.G.O.Freund and B.W.Lee. Phys. Rev. Lett., 23, 698 (1964).
6. R.Delbourgo, A.Salam and J.Strathdee. Preprint, Trieste, 1964.
7. R.Delbourgo, A.Salam and J.Strathdee. Proc. Roy. Soc., 284 A, 146 (1965).
8. R.E.Marshak and S.Okubo. Preprint, Rochester, 1964.
9. H.Bacry and J.Nuyts. Preprint CERN, 1964.
10. В.Г.Кадышевский, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, И.Т.Тодоров. Препринт ОИЯИ, Д-1929, Дубна, 1964.
11. Нгуен Ван Хьеу. Препринты ОИЯИ, Р-1954 и Р-1991, Дубна, 1965.
12. Yu.V. Novojhilov. Phys. Lett., (in print).
13. M.Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067 (1962).
14. M.A.Beg, B.W.Lee and A.Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 514 (1964).
15. B.Sakita. Phys. Rev. Lett., 13, 643 (1961).
16. F.Gursey, A.Pais and L.A.Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 239 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 марта 1965 г.