

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КВАРКОВЫХ МОДЕЛЯХ С НАБЛЮДАЕМЫМ ЦВЕТОМ

Б. А. Арбузов, Ф. Ф. Тихонин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Рассматривается слабое взаимодействие между кварками трех- и четырехтриплетных моделей для целочисленных зарядов кварков в самом общем виде. Показано, что при определенных условиях из требования выполнения алгебры $SU(2)$ для слабых зарядов автоматически следует диагональность нейтрального тока. Получен лагранжиан нелептонного взаимодействия для обычных адронов. Сделаны некоторые предсказания для нелептонных распадов очарованных адронов. Рассматриваемые токи в состоянии описать современные эксперименты по нейтринным реакциям.

Предложенные методы работы со слабыми токами могут оказаться весьма полезными при рассмотрении любых кварковых схем.

Weak interactions for the three- and four-triplet and for the four-quarter models are considered. Quark charges are chosen to be integer. We start with the most general form of interaction.

Under definite condition it is shown that diagonality of the neutral current follows from universality of weak interactions ($SU(2)$ algebra for the «weak charges») immediately.

The nonleptonic weak interaction Lagrangian of noncharmed hadrons is constructed.

Some predictions are made for nonleptonic weak decays of charmed hadrons. With these currents at the hand it is possible to describe up-to-date high energy neutrino experiments.

The proposed methods of dealing with weak currents may turn out to be rather useful when considering other quark schemas.

ВВЕДЕНИЕ

Вслед за открытием изотопической группы симметрии сильных взаимодействий было обнаружено, что группа $SU(3)$, а именно ее восьмеричный путь [1, 2], есть также группа симметрии. Наинизшее представление группы $SU(3)$, использующееся в этом подходе, имеет размерность 8 (давшую название всему направлению). Все другие необходимые представления получаются путем разложения на неприводимые прямого произведения восьмерок, например $8 \otimes 8 \sim 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus 10 \oplus 27$. В то же время в группе имеется такая серия представлений (3, 6, 15, . . .), что соответствующие им мультиплеты частиц в рамках восьмеричного пути будут иметь дробные значения квантовых чисел. Триплет

таких частиц — кварков q_i — имеет следующие заряды: $q_1 \equiv \equiv p (2/3)$, $q_2 \equiv n (-1/3)$, $q_3 \equiv \lambda (-1/3)$. Поскольку прямые произведения триплетов и антитриплетов образуют мультиплеты физических частиц, например $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$, возникла чрезвычайно плодотворная идея [3, 4] считать наблюдаемые частицы составленными из кварков. Мезоны образуются из кварк-антикварковой пары, $M \sim \bar{q}q$, а барионы — из трех кварков, $B \sim qqq$, например $K^+ \sim \bar{\lambda}p$, а $\Lambda^0 \sim pn\lambda$ или $\Omega^- \sim \lambda\lambda\lambda$. Считается очевидным приписывать кварку спин $1/2$, откуда по теореме связи спина со статистикой кварки обязаны быть фермионами. В этом пункте вся схема становится противоречивой, поскольку невозможно поместить, например, три идентичных частицы в S -состояние для образования $\Delta^{++} \sim ppp$ или $\Omega^- \sim \lambda\lambda\lambda$. Подобные аргументы справедливы и для барионов со спинами $1/2$. Одним из выходов из создавшегося положения было введение понятия цвета [5, 6]. Кроме того, предполагалось считать поля кварков парафермионными [7], что также исключало отмеченное выше противоречие, однако в данном обзоре мы обсуждаем только цветные кварки.

Общая для всех цветовых моделей идея заключается в том, что кварки приобретают новую степень свободы (квантовое число) — цвет. Поле кварка приобретает еще один индекс. Будем обозначать индексы группы $SU(3)$ через i, j, k, \dots , а цветовые индексы — через $\alpha, \beta, \gamma, \dots$. Если триплет кварков (p, n, λ) записывался как q_i ($q_1 \equiv p, q_2 \equiv n, q_3 \equiv \lambda$), то $q_{i\alpha}$ представляется следующим образом:

$$\begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} & q_{13} \\ q_{21} & q_{22} & q_{23} \\ q_{31} & q_{32} & q_{33} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Кварки разных цветов — различные частицы — и могут образовывать S -состояния. Наблюдаемые адроны не обладают введенной степенью свободы, и поэтому при построении их из цветных кварков мы обязаны производить свертки цветовых индексов. Достаточно общепринятой цветовой группой является $SU(3)$, хотя обсуждались и другие варианты [8]. В группе $SU(3)$ инвариантами являются известные символы $\delta_{\alpha\beta}$ и $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$, которые и служат для построения обычных адронов из цветных кварков. Мезоны строятся с помощью символа Кронекера:

$$M \sim \bar{q}^{i\alpha} q_{j\alpha}. \quad (2)$$

Например, K^+ теперь имеет следующий вид:

$$K^+ = (1/\sqrt{3}) (\bar{\lambda}_1 p_1 + \bar{\lambda}_2 p_2 + \bar{\lambda}_3 p_3). \quad (2')$$

Барионы образуются с помощью символа Леви — Чивита:

$$B \sim \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} q_{i\alpha} q_{j\beta} q_{k\gamma}; \quad (3)$$

например,

$$\Lambda^0 = (1/\sqrt{6}) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} p_\alpha n_\beta \lambda_\gamma \equiv (1/\sqrt{6}) [p_1 n_2 \lambda_3 + p_2 n_3 \lambda_1 + p_3 n_1 \lambda_2 - (3') \\ - p_1 n_3 \lambda_2 - p_2 n_2 \lambda_1 - p_3 n_1 \lambda_3].$$

Подобные процедуры усреднения по цвету проводятся и для других физических величин — токов, произведений токов и т. п. К настоящему времени предложено довольно много вариантов цветовых моделей. Исчерпывающий их список и описание разновидностей представлены в обзорах [9—11]. Основное содержание перечисленных обзоров относится к классификации цветных адронов, их сильному и электромагнитному взаимодействиям. В то же время работы, связанные со слабыми взаимодействиями, представлены там далеко не полностью. Кроме того, со времени написания обзоров [9—11] осуществлен ряд исследований по слабым взаимодействиям, и в результате возникла необходимость их систематического обзора. Указанные причины явились толчком к написанию данной статьи.

Отметим, что совокупность экспериментальных данных удовлетворительно описывается в рамках модели с дробно заряженными кварками. Последнее обстоятельство, а также привлекательность такой теории с чисто теоретической точки зрения привели к широкому распространению убеждения в ее справедливости. Однако это не закрывает возможностей рассмотрения альтернативных схем, в частности, и с целочисленными зарядами кварков. Как увидим ниже, указанные схемы обладают дополнительными возможностями, связанными с изменением цвета в слабых взаимодействиях, что в ряде случаев помогает описать явления, в трактовке которых стандартная модель сталкивается с трудностями, например, в проблеме P -нечетных ядерных переходов. В настоящем обзоре мы обсудим различные аспекты теории слабых взаимодействий в рамках модели с целочисленными зарядами кварков, избегая, по возможности, повторения вопросов, обсуждавшихся в [9—11].

В качестве основной модели выбрана первоначальная модель Боголюбова — Струминского — Тавхелидзе [5] и Хана — Намбу [6] с целочисленными зарядами кварков. Многие результаты практически без изменений переносятся на другие модели с целыми зарядами [12, 13].

1. МОДЕЛЬ И ОБЩИЙ ВИД СЛАБОГО АДРОННОГО ТОКА

Самая первая из цветовых моделей [5, 6] была построена следующим образом. По групповой структуре — это $SU(3)' \otimes SU(3)''$. Относительно группы $SU(3)'$ кварки преобразуются по представлению $\mathbf{3}$, квантовые числа этой группы различаются индексом

таким образом:

$$\left. \begin{array}{l} Y' \quad I'_3 \quad Q' \\ q_1^\alpha: \quad 1/3 \quad 1/2 \quad 2/3; \\ q_2^\alpha: \quad 1/3 \quad -1/2 \quad -1/3; \\ q_3^\alpha: \quad -2/3 \quad 0 \quad -1/3. \end{array} \right\} \quad (4)$$

Относительно группы $SU(3)''$ в рассматриваемом варианте кварки ведут себя как антитриплет $\bar{3}^*$, индекс α фиксирует их квантовые числа по этой группе следующим образом:

$$\left. \begin{array}{l} Y'' \quad I''_3 \quad Q'' \\ q_i^1: \quad -1/3 \quad -1/2 \quad -2/3; \\ q_i^2: \quad -1/3 \quad 1/2 \quad 1/3; \\ q_i^3: \quad 2/3 \quad 0 \quad 1/3. \end{array} \right\} \quad (5)$$

Считается, что обычная группа $SU(3)$ является диагональной подгруппой группы $SU(3)' \otimes SU(3)''$. Это означает, что генераторы $SU(3)$ (обозначенные символами без штрихов) есть суммы генераторов групп $SU(3)'$ и $SU(3)''$. Таким образом,

$$Y = Y' \otimes 1 + 1 \otimes Y''; \quad I_3 = I'_3 \otimes 1 + 1 \otimes I''_3; \quad Q = Q' \otimes 1 + 1 \otimes Q''. \quad (6)$$

По правилу (6) легко получить квантовые числа девяти кварков в трехтриплетной модели. Например, кварк $q_1^1 \equiv p^1$ имеет следующие значения квантовых чисел: $Y = 0, I_3 = 0, Q = 0$; кварк $q_2^3 \equiv n^3$: $Y = 1, I_3 = -1/2, Q = 0$ и т. д. В результате получаем следующую таблицу:

	Y	I ₃	Q = I ₃ + Y/2
p^1	0	0	0
n^1	0	-1	-1
λ^1	-1	-1/2	-1
p^2	0	1	1
n^2	0	0	0
λ^2	-1	1/2	0
p^3	1	1/2	1
n^3	1	-1/2	0
λ^3	0	0	0

(7)

Часто этот нонет кварков записывают в виде матрицы

$$\begin{pmatrix} p_0^1 & p_+^2 & p_+^3 \\ n_-^1 & n_0^2 & n_0^3 \\ \lambda_-^1 & \lambda_0^2 & \lambda_0^3 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где значок внизу обозначает заряд кварка. Рассмотрим еще группу $SU(4)' \otimes SU(3)''$ и потребуем, чтобы 12 кварков в ней также обладали целыми зарядами. Общепринятые заряды кварков в группе $SU(4)'$ следующие:

$$\left. \begin{array}{l} Q' \\ q_1^\alpha: 2/3; \\ q_2^\alpha: -1/3; \\ q_3^\alpha: -2/3; \\ q_4^\alpha: 2/3, \end{array} \right\} \quad (9)$$

а по $SU(3)''$ — как в (5). Снова образуем сумму $Q = Q' \otimes \mathbb{1} + \mathbb{1} \otimes Q''$, тогда точно так же, как и в группе $SU(3)' \otimes SU(3)''$, получаем следующую, аналогичную (8), матрицу ($q_4^\alpha \equiv c^\alpha$):

$$\begin{pmatrix} p_0^1 & p_+^2 & p_+^3 \\ n_-^1 & n_0^2 & n_0^3 \\ \lambda_-^1 & \lambda_0^2 & \lambda_0^3 \\ c_0^1 & c_+^2 & c_+^3 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Подобное правило очевидным образом распространяется на любое число ароматов (flavors). Важно отметить, что электромагнитный ток в схемах с целочисленными зарядами кварков является октетом и по группе $SU(3)'$, и по $SU(3)''$: $J_{эм} = J(8, 1) + J(1, 8)$, в то время как в схеме с дробными зарядами $Q = Q' \otimes \mathbb{1}$, и здесь $J_{эм} = J(8, 1)$. Это важное свойство позволяет различить на эксперименте указанные токи еще до порога возбуждения цвета.

Перейдем теперь к построению матриц слабых переходов между полученными цветными кварками. В принципе можно оставаться в рамках диагональной подгруппы группы $SU(3)' \otimes SU(3)''$ и пытаться строить токи, отвечающие за слабые переходы между полученным нонетом кварков. В группе $SU(3)$ слабый ток имеет вид:

$$\left. \begin{array}{l} J_\mu^+ = \cos \theta_c J_\mu^{1+i2} + \sin \theta_c J_\mu^{4+i5}; \\ J_\mu^{1+i2} = \tilde{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \left(\frac{\lambda_1 + i\lambda_2}{2} \right) q; \\ J_\mu^{4+i5} = \tilde{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \left(\frac{\lambda_4 + i\lambda_5}{2} \right) q. \end{array} \right\} \quad (11)$$

Здесь $\tilde{q} = (\tilde{q}^1, \tilde{q}^2, \tilde{q}^3)$ и λ_i — матрицы Гелл-Мана. Перепишем ток (11) в явном виде, опуская лоренцеву структуру:

$$J^+ = \tilde{q} M^+ q = \tilde{q} \begin{pmatrix} 0 & \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} q. \quad (12)$$

В дальнейшем будем рассматривать все возможные слабые переходы [15, 16, 23] между кварками с $\Delta Q = +1$ (для тока J_μ^+). Как видно из (7), существует двадцать таких переходов со своими константами связи. Обозначения для этих постоянных выбраны следующим образом. Не меняющие странность переходы с $\Delta Y = 0$ имеют константы $a_i, i = 1, \dots, 8$, переходы с $\Delta Y = +1 - b_i, i = 1, \dots, 8$. Имеются также переходы с $\Delta Y = -1$ и $\Delta Y = 2$, константы которых будем обозначать через $c_i, i = 1, 2$ и $d_i, i = 1, 2$ соответственно. Матрица переходов приобретает тогда следующий вид:

$$M^+ = \begin{pmatrix} 0 & a_1 & b_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_4 & 0 & 0 & 0 & a_2 & b_2 & 0 & c_1 & a_7 \\ 0 & a_5 & b_8 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & a_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ b_4 & 0 & 0 & 0 & b_7 & d_1 & 0 & a_3 & b_3 \\ 0 & b_5 & d_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_8 & b_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Мы не рассматривали здесь эффекты нарушения CP -четности, и поэтому считаем константы в M^+ действительными; тогда $M^- = (M^+)^T$. Определим еще важный для дальнейшего слабый заряд

$$Q^\pm = \frac{1}{2} \int d^3x \tilde{q} \gamma_0 (1 - \gamma_5) M^\pm q. \quad (15)$$

Существенную роль в определении констант в (14) будет играть условие замкнутости алгебры $SU(2)$ для зарядов (15), которое постулируется в виде

$$[[Q^+, Q^-], Q^\pm] = \pm 2Q^\pm. \quad (16)$$

Отсюда получаем следующие соотношения для M^\pm :

$$[[M^+, M^-], M^\pm] = \pm 2M^\pm. \quad (16')$$

И отсюда же можем получить матрицу нейтральных переходов, определяемую как

$$M_0 = [M^+, M^-]/2. \quad (17)$$

Таким образом, нейтральный ток

$$J_\mu^0 = (1/2) \tilde{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) [M^+, M^-] q. \quad (17')$$

Следует подчеркнуть, что здесь речь идет пока о части J_μ^0 полного нейтрального тока Салама — Вайнберга:

$$J_\mu^N = J_\mu^0 - 2 \sin^2 \theta_W J_\mu^{3M}. \quad (18)$$

2. УСЛОВИЕ ЗАМКНУТОСТИ АЛГЕБРЫ СЛАБЫХ ЗАРЯДОВ И ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ НЕГО СЛЕДСТВИЯ ДЛЯ M^+

Рассматриваемое условие в современной теории слабых взаимодействий, с одной стороны, считается необходимым выполнять, с другой стороны, оно оказывается чрезвычайно полезным для выбора той или иной формы тока в различных схемах. В принципе и ток Кабиббо в $SU(3)$ и ток ГИМ [17] в $SU(4)$ можно получить из одного лишь условия замкнутости алгебры слабых зарядов для соответствующих токов. Правда, в случае $SU(3)$ нейтральный ток, определяемый по (17), не удастся сделать диагональным, что послужило одним из мотивов введения четвертого кварка s и построения схемы ГИМ, в которой отмеченный недостаток отсутствует. Кроме того, в случае группы $SU(4)$ уравнения, получаемые из слабых токов алгебры $SU(2)$, имеют дополнительное решение, отличное от решения, используемого в схеме ГИМ, и использованное в [18, 19] для построения правоспирального тока. По форме этот ток полностью совпал с предложенными в других работах [20, 21] по совершенно иным причинам. Особенности различных решений позволяют и в других схемах использовать одни из этих решений для построения ГИМ-подобных левоспиральных токов, а другие — для правоспиральных. Например, обсуждаемый принцип применен в [22] для построения слабых токов в шестикварковых схемах. Более подробно на этом вопросе мы остановимся в пункте о правоспиральных токах, а сейчас приведем одно из решений, полученных в [23] (см. также [24]) для рассматриваемого случая трехтриплетной модели.

Условия (16') составляют систему двадцати уравнений в случае матрицы (14). Чрезвычайной громоздкости записи этих уравнений и процедуры их решения можно избежать с помощью следующего приема. Введем четыре 5-мерных «вектора», составленных из элементов матрицы M^+ :

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{X} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_5 \\ c_2 \\ b_5 \\ a_8 \end{pmatrix}; & \mathbf{Y} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_8 \\ a_6 \\ d_2 \\ b_6 \end{pmatrix}; \\ \mathbf{Z} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a_4 \\ a_2 \\ b_2 \\ c_1 \\ a_7 \end{pmatrix}; & \mathbf{V} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} b_4 \\ b_7 \\ d_1 \\ a_3 \\ b_3 \end{pmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Соотношения (16) записываются тогда следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} 2X^2X + 2(XY)Y - (XZ)Z - (XV)V &= X; \\ 2Y^2Y + 2(XY)X - (YZ)Z - (YV)V &= Y; \\ 2Z^2Z + 2(ZV)V - (XZ)X - (YZ)Y &= Z; \\ 2V^2V + 2(ZV)Z - (XV)X - (YV)Y &= V, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где (XY) и т. п. обозначают скалярные произведения векторов X, Y и т. п. Для решения системы (20) умножим каждое из уравнений поочередно на векторы X, Y, Z и V . Система (20) превращается после этого в систему четырнадцати уравнений для следующих десяти инвариантов:

$$X^2, Y^2, Z^2, V^2, (XY), (XZ), (XV), (YZ), (YV), (ZV). \quad (21)$$

В работе [23] и здесь мы рассматриваем лишь случай, когда определитель

$$(XZ)(YV) - (XV)(YZ) \neq 0. \quad (22)$$

При этом получаем единственное решение полученной системы:

$$X^2 = Y^2 = Z^2 = V^2 = 1; \quad (23)$$

$$(XY) = (ZV) = 0; \quad (24)$$

$$(XZ) = (YV) = \pm \sin \alpha; \quad (YZ) = -(XV) = \pm \cos \alpha, \quad (25)$$

где α — произвольный параметр.

Полученные значения инвариантов (23)–(25) подставляем в исходную систему (20) и находим ее общее решение в очень простом виде:

$$Z = \pm (\sin \alpha X + \cos \alpha Y); \quad V = \pm (\cos \alpha X - \sin \alpha Y). \quad (26)$$

Десять компонентов векторов X, Y и α составляют одиннадцать параметров, от которых зависит общее решение уравнений (20) (или, что то же самое, условия замкнутости алгебры слабых зарядов). Кроме того, на эти параметры наложено еще три условия [см. (23)–(24)]:

$$X^2 = Y^2 = 1; \quad (23')$$

$$(XY) = 0. \quad (24')$$

Общепринято и очень удобно выражать константы слабых переходов через угловые переменные (ток Кабиббо, схема ГИМ, различные многокварковые схемы). В рассматриваемом случае также возможно параметризовать условия (23')–(24') угловыми переменными. Несколько видов параметризации и способ их построения

ния рассмотрены в [23], здесь мы приведем один из них:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{X} &= \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \chi \\ \cos \theta \sin \chi \\ \sin \theta \cos \varphi \cos \psi \\ \sin \theta \cos \varphi \sin \psi \\ \sin \theta \sin \varphi \end{pmatrix}; \\ \mathbf{Y} &= w_1 \mathbf{Y}_1 + w_2 \mathbf{Y}_2 + w_3 \mathbf{Y}_3 + w_4 \mathbf{Y}_4, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

где

$$w_1 = \cos \mu; w_2 = \sin \mu \cos \sigma; w_3 = \sin \mu \sin \sigma \cos \rho; w_4 = \sin \mu \sin \sigma \sin \rho;$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Y}_1 &= \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \chi \\ \sin \theta \sin \chi \\ -\cos \theta \cos \varphi \cos \psi \\ -\cos \theta \cos \varphi \sin \psi \\ -\cos \theta \sin \varphi \end{pmatrix}; & \mathbf{Y}_2 &= \begin{pmatrix} -\cos \tilde{\theta} \cos \chi \\ \sin \tilde{\theta} \cos \chi \\ \sin \tilde{\theta} \cos \psi \sin \varphi \\ \sin \tilde{\theta} \sin \psi \sin \varphi \\ -\sin \tilde{\theta} \cos \varphi \end{pmatrix}; \\ \mathbf{Y}_3 &= \begin{pmatrix} -\sin \tilde{\theta} \sin \chi \\ \sin \tilde{\theta} \cos \chi \\ -\cos \tilde{\theta} \cos \psi \sin \varphi \\ -\cos \tilde{\theta} \sin \psi \sin \varphi \\ \cos \tilde{\theta} \cos \varphi \end{pmatrix}; & \mathbf{Y}_4 &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin \psi \\ -\cos \psi \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Таким образом, выражение для слабого тока в трехтриплетной модели, удовлетворяющее условию замкнутости слабых зарядов и условию (22), зависит от девяти угловых переменных. Появление в (27) дополнительного параметра (соотношения (26) и (23')—(24') оставляют свободными восемь параметров) связано с методом построения приведенной выше параметризации [23].

3. ПРИМЕРЫ СЛАБЫХ ЦВЕТОВЫХ ТОКОВ

А. Полученная в (23')—(24') форма тока удовлетворяет лишь алгебре слабых токов $SU(2)$, при этом свободными остаются восемь параметров. С их помощью можно удовлетворить и другим физическим требованиям. Наиболее важное условие — это совпадение белой части цветového тока с током Кабиббо. Для явной записи указанного условия разобьем ток, определяемый матрицей (14), на синглетную и октетную части в цветовом пространстве:

$$\mathcal{J}^+ = \tilde{q}_\alpha^i M_{i\beta}^{+j\alpha} q_j^\beta = (1/3) \text{Sp} (M_i^{+j}) (\tilde{q}_\nu^i q_\nu^j) + M_{i\beta}^{+j\alpha} [\tilde{q}_\alpha^i q_j^\beta - (1/3) \delta_\alpha^\beta (\tilde{q}_\nu^i q_\nu^j)]. \quad (28)$$

В матричной записи синглетная часть из (28) выглядит следующим образом:

$$(J^+)_{\text{сингл}} = \frac{1}{3} \tilde{q} \begin{pmatrix} 0 & a_1 + a_2 + a_3 & b_1 + b_2 + b_3 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} q, \quad (29)$$

откуда получаем соотношения:

$$(a_1 + a_2 + a_3)/3 = \cos \theta_c; \quad (b_1 + b_2 + b_3)/3 = \sin \theta_c, \quad (30)$$

Еще одно условие на коэффициенты получим из белой части нелептонного лагранжиана. Подробно на его построении мы остановимся в разд. 7, а сейчас заметим только, что в нем содержатся переходы $\Delta S = 2$. Возникающий коэффициент в члене с такими переходами полагаем равным нулю:

$$a_8 d_2 + b_8 c_2 = 0. \quad (31)$$

Чтобы удовлетворить равенствам (30), (31), нет необходимости привлекать все восемь свободных параметров. Ясно также, что существует много способов учета (30), (31).

Из всех возможных мы выбрали набор, интересный тем, что параметры примерно совпадают с углом Кабиббо:

$$\mathbf{X} = \mathbf{V} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ -\sin \theta \\ -\sin \varphi \sin \theta \\ \cos \theta \\ \sin \varphi \cos \theta \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Y} = \mathbf{Z} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sin \varphi \\ \cos \theta \\ \cos \varphi \sin \theta \\ \sin \theta \\ -\cos \varphi \cos \theta \end{pmatrix}; \quad (32)$$

при $\sin \theta_c = 0,235$

$$\sin \theta = 0,230; \quad \sin \varphi = 0,244. \quad (33)$$

Б. Рассмотрим еще один довольно интересный пример. Как определено в матрице (14), слабые взаимодействия цветных кварков допускают переходы $\Delta Y = -1$ и $\Delta Y = 2$, не наблюдавшиеся во взаимодействиях известных адронов. Если предположить, что такие переходы не допустимы также и для цветных состояний, то следует положить

$$c_i = d_i = 0. \quad (34)$$

В таком случае можно параметризовать слабый ток следующим образом:

$$\mathbf{X} = \mathbf{V} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \\ 0 \\ \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Y} = \mathbf{Z} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sin \psi \\ \cos \psi \\ \cos \varphi \\ 0 \\ \sin \varphi \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Равенства (23'), (31) и (34) удовлетворяются этим набором автоматически, а уравнение (24') налагает следующее условие на параметры (35):

$$\sin 2\psi = \sin^2 \varphi. \quad (36)$$

Решение трех уравнений (30) и (36) дает близкое к экспериментальному значение угла Кабиббо:

$$\sin \theta_c = 0,211. \quad (37)$$

4. НЕЙТРАЛЬНЫЙ ТОК

Как уже отмечалось, условие алгебры $SU(2)$ для слабых зарядов дает выражение для $(V - A)$ -нейтрального тока J^0 (части полного нейтрального тока Салама — Вайнберга J_μ^N) в виде:

$$J_\mu^0 = \hat{q}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) M^0 q, \quad M^0 = [M^+, M^-]/2. \quad (38)$$

Мы сначала найдем общий вид коммутатора (38) для матриц (14), справедливого для всех типов моделей слабого взаимодействия в трехтриплетной модели. Напомним, что полученные нами соотношения (26), (23'), (24') между коэффициентами тока — только одна из возможных моделей, определяемых условием (22). Систему обозначений коэффициентов нейтрального тока выберем такой же, как и в заряженных токах, только вместо строчных букв будем использовать прописные: A_i соответствуют переходам с $\Delta Y = 0$; B_i — с $|\Delta Y| = 1$; D — с $\Delta Y = 2$;

$$2M^0 = \begin{pmatrix} A_1 & 0 & 0 & 0 & A_{10} & B_7 & 0 & B_8 & A_{11} \\ 0 & A_2 & B_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_1 & A_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_4 & 0 & 0 & B_4 & 0 & 0 \\ A_{10} & 0 & 0 & 0 & A_5 & B_2 & 0 & B_5 & A_{12} \\ B_7 & 0 & 0 & 0 & B_2 & A_6 & 0 & D & B_6 \\ 0 & 0 & 0 & B_4 & 0 & 0 & A_7 & 0 & 0 \\ B_8 & 0 & 0 & 0 & B_5 & D & 0 & A_8 & B_3 \\ A_{11} & 0 & 0 & 0 & A_{12} & B_6 & 0 & B_3 & A_9 \end{pmatrix}. \quad (39)$$

В отличие от случая заряженного тока (14) здесь нет необходимости различать переходы $\Delta Y = +1$ и $\Delta Y = -1$, поскольку M^0 симметрична, и поэтому каждому переходу $\Delta Y = +1$ соответствует сопряженный ($\Delta Y = -1$) с тем же коэффициентом. То же самое справедливо по отношению к переходам $|\Delta Y| = 2$. Коэффициенты матрицы M^0 выражаются через коэффициенты заря-

женного тока следующим образом:

$$\left. \begin{aligned}
 A_1 &= a_1^2 + b_1^2 - a_4^2 - b_4^2; & A_2 &= -(a_1^2 + a_5^2 + a_8^2 + b_5^2 + c_2^2); \\
 A_3 &= -(a_6^2 + b_1^2 + b_6^2 + b_8^2 + d_2^2); & A_4 &= a_2^2 + a_4^2 + a_7^2 + b_2^2 + c_1^2; \\
 A_5 &= a_5^2 + b_8^2 - a_2^2 - b_7^2; & A_6 &= a_6^2 + c_2^2 - b_2^2 - d_1^2; \\
 A_7 &= a_3^2 + b_3^2 + b_4^2 + b_7^2 + d_1^2; & A_8 &= b_5^2 + d_2^2 - a_3^2 - c_1^2; \\
 A_9 &= a_8^2 + b_6^2 - a_7^2 - b_3^2; & A_{10} &= a_1 a_5 + b_1 b_8 - a_2 a_4 - b_4 b_7; \\
 A_{11} &= a_1 a_8 + b_1 b_6 - a_4 a_7 - b_3 b_4; & A_{12} &= a_5 a_8 + b_6 b_8 - a_2 a_7 - b_7 b_3; \\
 B_1 &= -(a_1 b_1 + a_5 b_8 + a_6 c_2 + b_5 d_2 + a_8 b_6); \\
 B_2 &= a_5 c_2 + a_6 b_8 - a_2 b_2 - b_7 d_1; \\
 B_3 &= a_8 b_5 + b_6 d_2 - a_7 c_1 - a_3 b_3; \\
 B_4 &= a_2 b_7 + a_4 b_4 + a_3 c_1 + b_2 d_1 + a_7 b_3; \\
 B_5 &= a_5 b_5 + b_8 d_2 - a_2 c_1 - a_3 b_7; & B_6 &= a_6 b_6 + a_8 c_2 - a_7 b_2 - b_3 d_1; \\
 B_7 &= a_1 c_2 + a_6 b_1 - a_4 b_2 - b_4 d_1; & B_8 &= a_1 b_5 + b_1 d_2 - a_4 c_1 - a_3 b_4; \\
 D &= a_6 d_2 + b_5 c_2 - a_3 d_1 - b_2 c_1.
 \end{aligned} \right\} (39')$$

Как и в случае заряженных токов, любопытно выделить из полученного нейтрального тока белую часть и посмотреть, какие требования налагает на коэффициенты матрицы (39) эксперимент. Разобьем в пространстве цветовых индексов нейтральный ток на синглетную и октетную части:

$$J^0 = \tilde{q}_\alpha^i M_{i\beta}^{0j\alpha} q_j^\beta = (1/3) \text{Sp } M_i^{0j} (\tilde{q}_i^i q_j^j) + M_{i\beta}^{0j\alpha} [\tilde{q}_\alpha^i q_j^\beta - (1/3) \delta_\alpha^\beta (\tilde{q}_i^i q_j^j)]. \quad (40)$$

В явном виде получаем матрицу нейтральных переходов белого тока:

$$(M^0)_{\text{сингл}} = \begin{pmatrix} A_1 + A_4 + A_7 & 0 & 0 \\ 0 & A_2 + A_5 + A_8 & B_1 + B_2 + B_3 \\ 0 & B_1 + B_2 + B_3 & A_3 + A_6 + A_9 \end{pmatrix}. \quad (41)$$

В общем случае, так как нет экспериментально наблюдаемых переходов $n \leftrightarrow \lambda$, мы должны потребовать выполнения равенства

$$B_1 + B_2 + B_3 = 0. \quad (42)$$

Как увидим ниже, условия, полученные в [23] [см. соотношения (26), (23'), (24')], автоматически обеспечивают выполнение (42). Здесь это отношение приведено для полноты, так как далеко не многие модели (и по нашим сведениям имеется единственная, предложенная в (23)) обладают тем свойством, что из выполнения некоторых других условий [в нашем случае — это условие алгебры слабых токов $SU(2)$ и неравенство (22)] автоматически следовала бы диагональность нейтрального тока. В рассматриваемом случае

диагонален не только белый ток с матрицей (41), но и полный ток, включающий октетное представление в цветовом пространстве, т. е. вся матрица (39). Действительно, подставляя (26) в (39') и используя условия (23') и (24'), легко убеждаемся, что единственными отличными от нуля элементами матрицы (39) являются следующие:

$$-A_2 = -A_3 = A_4 = A_7 = 2. \quad (43)$$

Таким образом, слабый нейтральный ток модели полностью диагонален и имеет вид

$$\begin{aligned} J_\mu^0 = & -n_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) n_1 - \tilde{\lambda}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda_1 + \tilde{p}_2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) p_2 + \\ & + \tilde{p}_3 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) p_3. \end{aligned} \quad (44)$$

Замечаем также, что по кварковой структуре ток (44) полностью совпадает с электромагнитным. Выпишем еще белую часть тока (также, естественно, совпадающую с электромагнитной), соответствующую обычной $SU(3)$:

$$\begin{aligned} (J_\mu^0)_{\text{сингл}} = & (2/3) \tilde{p} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) p - \\ & - (1/3) \tilde{n} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) n - (1/3) \tilde{\lambda} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda. \end{aligned} \quad (45)$$

Любопытно отметить следующее. Широко известно, что в «чистой» $SU(3)$ -теории нейтральный ток невозможно определить в рамках алгебры слабых токов $SU(2)$ без того, чтобы в нем не присутствовал ток $(\tilde{n}\lambda)$ с константой $\sin\theta_c \cos\theta_c$. В обсуждаемом случае ток (45) полностью диагонален и соответствует обычной $SU(3)$, получаемой из группы симметрии $SU(3)' \otimes SU(3)''$. Это единственный случай, когда выводы из $SU(3)$ -теории Кабиббо не совпадают с результатами $SU(3)$ -теории, получаемой усреднением по цветовым индексам группы $SU(3)' \otimes SU(3)''$. Содержание последней богаче, и в дальнейшем мы проиллюстрируем это на некоторых примерах.

5. МОДЕЛЬ КАТУЙЯ—КОИДЕ

В разд. 2—4 мы рассмотрели один из вариантов слабого адронного тока в трехтриплетной модели Хана — Намбу. В литературе рассматривались многочисленные варианты токов в цветовой схеме (достаточно подробный список статей по этому вопросу можно найти в [10]), однако, как правило, в них не использованы богатые возможности тока (14) с точки зрения количества параметров. По нашим сведениям, исключение составляют работы японских авто-

ров Катуйя и Коиде. Сравнительно недавно они предложили довольно общий и относительно богатый параметрами вариант слабого взаимодействия для цветных адронов в работе [25]. В их более ранних работах (ссылки см. в [25]) рассматривался весьма широкий круг физических проблем, использовалась при этом непосредственно матрица M^+ [см. (14)]. В работе же [25] предложена весьма изящная форма смешивания кварков. Параметры смешивания служат коэффициентами слабого тока, который достаточно экономно описывает структуру слабых взаимодействий обычных и очарованных адронов. Указанную схему мы нашли необходимым довольно подробно изложить в настоящем обзоре по следующим причинам: это одна из немногих схем, обладающих общностью и определенной красотой. Имея многие свойства описанной в [23] модели, она коренным образом отличается от последней; сравнение двух обсуждаемых моделей довольно хорошо отражает общую ситуацию при рассмотрении слабого взаимодействия цветных адронов — богатство выбора моделей. Модель Катуйя — Коиде (ККМ) одинаково применима как к схеме $SU(3)' \otimes SU(3)''$, так и к схеме $SU(4)' \otimes SU(3)''$ — достоинство, которым не обладает модель, описанная в [23] (АРТ). Ниже мы покажем, что схема слабого взаимодействия, изложенная в разд. 2, не может быть расширена до группы $SU(4)' \otimes SU(3)''$, метод ее построения можно применять лишь в случае групп $SU(n)' \otimes SU(n)''$. В приложении этот метод проиллюстрирован для группы $SU(4)' \otimes SU(4)''$ [26].

Обратимся теперь непосредственно к ККМ, по возможности опуская детали, которые очень полно изложены в работе самих авторов. Здесь отметим основные ее черты, необходимые для дальнейшего обсуждения.

Рассматривается схема $SU(4)' \otimes SU(3)''$ с двенадцатью кварками, заряды которых определены в матрице (8). Все кварки распределены по левым дублетам калибровочной группы $SU(2)_L$ следующим образом:

$$\left(\begin{matrix} p_1^0 \\ n_1^- \end{matrix} \right); \left(\begin{matrix} c_1^0 \\ \lambda_1^- \end{matrix} \right); \left(\begin{matrix} p_2^+ \\ n_2^0 \end{matrix} \right); \left(\begin{matrix} c_2^+ \\ \lambda_2^0 \end{matrix} \right); \left(\begin{matrix} p_3^+ \\ n_3^0 \end{matrix} \right); \left(\begin{matrix} c_3^+ \\ \lambda_3^0 \end{matrix} \right). \quad (46)$$

Штрихованные поля являются комбинациями нештрихованных по типу схемы ГИМ. Преобразования задаются таким образом:

$$\left. \begin{aligned} \left(\begin{matrix} n_1' \\ \lambda_1' \end{matrix} \right) &= \begin{pmatrix} \cos \varphi_1 & \sin \varphi_1 \\ -\sin \varphi_1 & \cos \varphi_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_1 \\ \lambda_1 \end{pmatrix}; \\ \left(\begin{matrix} n_2' \\ \lambda_2' \\ n_3' \\ \lambda_3' \end{matrix} \right) &= A_1 A_2 A_3 \begin{pmatrix} n_2 \\ \lambda_2 \\ n_3 \\ \lambda_3 \end{pmatrix} \equiv A \begin{pmatrix} n_2 \\ \lambda_2 \\ n_3 \\ \lambda_3 \end{pmatrix}, \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \begin{pmatrix} \cos \psi_2 & \sin \psi_2 & 0 & 0 \\ -\sin \psi_2 & \cos \psi_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \psi_3 & \sin \psi_3 \\ 0 & 0 & -\sin \psi_3 & \cos \psi_3 \end{pmatrix}; \\ A_2 &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha & 0 \\ 0 & \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha & 0 \\ 0 & -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix}; \\ A_3 &= \begin{pmatrix} \cos \varphi_2 & \sin \varphi_2 & 0 & 0 \\ -\sin \varphi_2 & \cos \varphi_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \varphi_3 & \sin \varphi_3 \\ 0 & 0 & -\sin \varphi_3 & \cos \varphi_3 \end{pmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Тогда слабый заряженный ток J^+ , связанный с W -бозоном, имеет вид (опускаем лоренц-структуру тока):

$$\begin{aligned} J^+ &= \tilde{p}_1 (\cos \varphi_1 n_1 + \sin \varphi_1 \lambda_1) + \tilde{c}_2 (-\sin \varphi_1 n_1 + \cos \varphi_1 \lambda_1) + \\ &+ \tilde{p}_2 (A_{11} n_2 + A_{12} \lambda_2 + A_{13} n_3 + A_{14} \lambda_3) + \\ &+ \tilde{c}_2 (A_{21} n_2 + A_{22} \lambda_2 + A_{23} n_3 + A_{24} \lambda_3) + \\ &+ \tilde{p}_3 (A_{31} n_2 + A_{32} \lambda_2 + A_{33} n_3 + A_{34} \lambda_3) + \\ &+ \tilde{c}_3 (A_{41} n_2 + A_{42} \lambda_2 + A_{43} n_3 + A_{44} \lambda_3), \end{aligned} \quad (49)$$

где A_{ij} — элементы матрицы A , определенной соотношением (48). (Разбиение тока (49) на октетную и синглетную по $SU(3)$ части см. в [25].) Для приведения в соответствие обозначений констант слабого тока ККМ с константами (14) выпишем M^+ в этом случае. Константы при токах, в которых содержатся поля очарованных кварков, будем обозначать штрихованными буквами, а в остальном система обозначений та же, что и в (14). Имеем

$$M^+ = \begin{pmatrix} 0 & a_1 & b_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a'_1 & b'_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_4 & 0 & 0 & a'_4 & 0 & a_2 & b_2 & 0 & 0 & c_1 & a_7 & 0 \\ 0 & a_5 & b_5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & a_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a'_5 & 0 & 0 & a'_6 & 0 & a'_2 & b'_2 & 0 & 0 & c'_1 & a'_7 & 0 \\ b_4 & 0 & 0 & b'_4 & 0 & b_7 & d_1 & 0 & 0 & a_3 & b_3 & 0 \\ 0 & b_5 & d_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_8 & b_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ b'_5 & 0 & 0 & b'_6 & 0 & b'_7 & 0 & 0 & 0 & a'_3 & b'_3 & 0 \end{pmatrix}; \quad q = \begin{pmatrix} p_1 \\ n_1 \\ \lambda_1 \\ c_1 \\ p_2 \\ n_2 \\ \lambda_2 \\ c_2 \\ p_3 \\ n_3 \\ \lambda_3 \\ c_3 \end{pmatrix} \quad (50)$$

Матрица (50) содержит тридцать шесть переходов, в то же время в токе (49) их двадцать. Более того, весь ток (49) определяется всего семью параметрами: α , β , φ_1 , φ_2 , φ_3 , ψ_2 , ψ_3 . Заметим, что даже в более ограниченном случае $SU(3)' \otimes SU(3)''$ модель АРТ определяется девятью параметрами после выполнения требования $SU(2)$ -алгебры для слабых зарядов. Такая структура тока (49) определяется спецификой дублетных представлений для полей кварков в калибровочной группе $SU(2) \otimes U(1)$. Этот вариант необходимо рассматривать как один из возможных, например, 12 кварков (46) можно объединить в триплеты, дублеты и синглеты относительно $SU(2)_L$, каждому выбору будут соответствовать различные слабые токи. В дальнейшем нам понадобятся коэффициенты матрицы A в явном виде. Выпишем их выражения, приведя одновременно их в соответствие с элементами матрицы (50):

$$\left. \begin{aligned}
 a_1 &= \cos \varphi_1; & b_1 &= \sin \varphi_1; & a'_1 &= -\sin \varphi_1; & b'_1 &= \cos \varphi_1; \\
 a_2 &= A_{11} = \cos \psi_2 \cos \alpha \cos \varphi_2 - \sin \psi_2 \cos \beta \sin \varphi_2; \\
 b_2 &= A_{12} = \cos \psi_2 \cos \alpha \sin \varphi_2 + \sin \psi_2 \cos \beta \cos \varphi_2; \\
 a_3 &= A_{33} = \cos \psi_3 \cos \alpha \cos \varphi_3 - \sin \psi_3 \cos \beta \sin \varphi_3; \\
 b_3 &= A_{34} = \cos \psi_3 \cos \alpha \sin \varphi_3 + \sin \psi_3 \cos \beta \cos \varphi_3; \\
 a_7 &= A_{14} = \cos \psi_2 \sin \alpha \sin \varphi_3 + \sin \psi_2 \sin \beta \cos \varphi_3; \\
 b_7 &= A_{31} = -\cos \psi_3 \sin \alpha \cos \varphi_2 + \sin \psi_3 \sin \beta \sin \varphi_2; \\
 c_1 &= A_{13} = \cos \psi_2 \sin \alpha \cos \varphi_3 - \sin \psi_2 \sin \beta \sin \varphi_3; \\
 d_1 &= A_{32} = -\cos \psi_3 \sin \alpha \sin \varphi_2 - \sin \psi_3 \sin \beta \cos \varphi_2; \\
 a'_2 &= A_{21} = -\sin \psi_2 \cos \alpha \cos \varphi_2 - \cos \psi_2 \cos \beta \sin \varphi_2; \\
 b'_2 &= A_{22} = -\sin \psi_2 \cos \alpha \sin \varphi_2 + \cos \psi_2 \cos \beta \cos \varphi_2; \\
 a'_3 &= A_{43} = -\sin \psi_3 \cos \alpha \cos \varphi_3 - \cos \psi_3 \cos \beta \sin \varphi_3; \\
 b'_3 &= A_{44} = -\sin \psi_3 \cos \alpha \sin \varphi_3 + \cos \psi_3 \cos \beta \cos \varphi_3; \\
 a'_7 &= A_{24} = -\sin \psi_2 \sin \alpha \sin \varphi_3 + \cos \psi_2 \sin \beta \cos \varphi_3; \\
 b'_7 &= A_{41} = \sin \psi_3 \sin \alpha \cos \varphi_2 + \cos \psi_3 \sin \beta \sin \varphi_2; \\
 c'_1 &= A_{23} = -\sin \psi_2 \sin \alpha \cos \varphi_3 - \cos \psi_2 \sin \beta \sin \varphi_3; \\
 d'_1 &= A_{42} = \sin \psi_3 \sin \alpha \sin \varphi_2 - \cos \psi_3 \sin \beta \cos \varphi_2.
 \end{aligned} \right\} (51)$$

Физические требования, налагаемые на параметры тока, такие же, как и в случае схемы $SU(3)' \otimes SU(3)''$. Усредняя по цветовым индексам матрицу (50), получаем ток слабых переходов тео-

при $SU(4)$:

$$J^+ = \frac{1}{3} \tilde{q} \begin{pmatrix} 0 & a_1 + a_2 + a_3 & b_1 + b_2 + b_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a'_1 + a'_2 + a'_3 & b'_1 + b'_2 + b'_3 & 0 \end{pmatrix} q, \quad (52)$$

$$\text{где } q = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \lambda \\ c \end{pmatrix}. \quad (52')$$

В данном случае согласие с теорией Кабиббо выражается точно так же, как и в (30):

$$\cos \theta_c = (a_1 + a_2 + a_3)/3; \quad \sin \theta_c = (b_1 + b_2 + b_3)/3. \quad (53)$$

Подставляя в (53) выражения (51), легко убеждаемся (замечание авторов [25]), что равенства (53) выполняются лишь при условиях:

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha &= \sin \beta = 0; \\ a_2 &= a_3 = \cos \varphi_1 = \cos (\varphi_2 + \psi_2) = \cos (\varphi_3 + \psi_3) = \cos \theta_c, \\ b_2 &= b_3 = \sin \varphi_1 = \sin (\varphi_2 + \psi_2) = \sin (\varphi_3 + \psi_3) = \sin \theta_c. \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

Но в этом случае полностью отсутствует октетная часть цветового тока, т. е. недиагональные 4×4 -блоки матрицы (50), в чем легко убедиться прямой подстановкой. Чтобы не входить в противоречие с теорией Кабиббо и сохранить октетную по $SU(3)^c$ часть тока (49), можно поступить таким образом. Заменим равенства (30) на следующие:

$$(a_1 + a_2 + a_3) = 3\kappa \cos \theta_c; \quad (b_1 + b_2 + b_3) = 3\kappa \sin \theta_c, \quad (55)$$

где $\kappa < 1$. При этом необходимо переопределить слабую адронную константу G , заменив ее на κG , и считать ее величиной, определяемой из эксперимента. Однако хорошо известно, что чисто лептонные процессы, например μ -распад, протекают с той же слабой константой связи G , а полный слабый ток есть сумма адронного и лептонного с общим множителем G (универсальность слабого взаимодействия). Таким образом, переопределив слабую адронную константу, мы обязаны точно таким же способом переопределить и лептонную часть тока. К тому же необходимо позаботиться об алгебре слабых токов $SU(2)$ для лептонов (адронная часть выбрана так, что она уже удовлетворяет этому условию). Согласовать все перечисленные требования [23, 25, 27, 28] можно с помощью смешивания обычных лептонов с тяжелыми, заряженными или нейтральными, помещая их в слабые $SU(2)$ -дублеты, например:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \cos \varphi + E^- \sin \varphi \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \cos \varphi + M^- \sin \varphi \end{pmatrix}, \quad (56a)$$

ИЛИ

$$\left(\nu_e \cos \varphi + N_e \sin \varphi \right)_{e^-}; \quad \left(\nu_\mu \cos \varphi + N_\mu \sin \varphi \right)_{\mu^-}, \quad (56б)$$

где $\cos \varphi = \kappa$. (Более подробно о следствиях, вытекающих из введения множителя κ , см. в цитируемых выше работах и работе [29].)

Еще одно замечание необходимо сделать по поводу терминологии в модели ККМ. Самими авторами она названа ГИМ-подобной. Если это так, то следует ожидать, что матрица (52) должна соответствовать схеме ГИМ. Тогда для остальных элементов указанной матрицы имеем соотношения:

$$(a'_1 + a'_2 + a'_3)/3 = -\sin \theta_c; \quad (b'_1 + b'_2 + b'_3)/3 = \cos \theta_c. \quad (57)$$

Равенства (57) выполняются при тех же значениях параметров, что и в (54) (с заменой нештрихованных a_i и b_i штрихованными a'_i и b'_i) с соответствующими следствиями, т. е. с исчезновением октетной части тока. При практических вычислениях не будем заменять (57) другими равенствами аналогично тому, как (53) заменили равенствами (55), и не будем фиксировать соотношения (57) значением угла Кабиббо. Мы также не включаем их в систему уравнений для определения параметров модели.

Выпишем еще электромагнитный и нейтральный токи модели ККМ и их белые части. В калибровочной группе $SU(2) \otimes U(1)$ связанный с фотоном электромагнитный ток есть

$$J_\mu^{3M} = -\tilde{n}_1 \gamma_\mu n_1 - \tilde{\lambda}_1 \gamma_\mu \lambda_1 + \tilde{p}_2 \gamma_\mu p_2 + \tilde{p}_3 \gamma_\mu p_3 + \tilde{c}_2 \gamma_\mu c_2 + \tilde{c}_3 \gamma_\mu c_3. \quad (58)$$

Белая часть его совпадает с током схемы $SU(4)$:

$$(J_\mu^{3M})_{\text{сингл}} = 2(\tilde{p} \gamma_\mu p)/3 - (\tilde{n} \gamma_\mu n)/3 - (\tilde{\lambda} \gamma_\mu \lambda)/3 + 2(\tilde{c} \gamma_\mu c)/3. \quad (58')$$

В общем случае нейтральный ток получается в результате коммутирования $2M^0 = [M^+, M^-]$, но в случае модели ККМ можно поступить проще, а именно следующим образом. Смешивающая поля n_i и λ_i матрица A — ортогональна, а в лагранжиан Салама — Вайнберга, отвечающий нейтральным переходам, эти поля входят

лишь в комбинации $\sum_{i=1}^4 \tilde{q}_i q_i$. Имеем тогда

$$\sum_{i,j=1}^4 \tilde{q}_i A_{ii}^T A_{ij} q_j = \sum_{i,j=1}^4 \tilde{q}_i (A^T A)_{ij} q_j = \sum_{i=1}^4 \tilde{q}_i q_i. \quad (59)$$

Восстанавливая цветовой индекс у кварков, получаем, следовательно, полностью диагональный нейтральный ток

$$J_{\mu}^0 = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^3 [(\tilde{p}_{\alpha}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) p^{\alpha}) - (\tilde{n}_{\alpha}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) n^{\alpha}) - (\tilde{\lambda}_{\alpha}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) \lambda^{\alpha}) + (\tilde{c}_{\alpha}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) c^{\alpha})]. \quad (60)$$

Его бесцветная часть совпадает с током обычной четырехкварковой модели:

$$(J_{\mu}^0)_{\text{сингл}} = [(\tilde{p}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) p) - (\tilde{n}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) n) - (\tilde{\lambda}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) \lambda) + (\tilde{c}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5) c)]/2, \quad (60')$$

но отличается от соответствующего тока модели АРТ для $SU(3)$ -части [см. (45)], которая в ней совпадает с электромагнитной. Такое различие можно использовать при построении цветовых моделей с правоспиральными токами. Этот вопрос мы обсудим позже.

6. СРАВНЕНИЕ ДВУХ МОДЕЛЕЙ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Две модели слабого взаимодействия в цветовой схеме, рассмотренные в предыдущих разделах, хорошо демонстрируют богатство цветовой схемы при выборе конкретного вида слабых токов. В обеих моделях легко добиться выполнения физических требований, налагаемых экспериментом. Это касается в первую очередь условия совпадения синглетной по цвету части тока со слабым током Кабиббо. Однако уже в указанном пункте в моделях появляются различия. Как мы видели (см. разд. 3), в модели АРТ это требование легко выполнимо, и не приходится прибегать к изменению рассматриваемых условий. В случае ККМ в принципе невозможно выполнить упомянутые условия без того, чтобы полностью не исчезла октетная по цвету часть тока [см. (54), (55)]. В случае АРТ-модели точно такая же необходимость в изменении равенств возникает лишь тогда, когда рассматриваем дополнительные условия на коэффициенты, возникающие из требования выполнения правила $\Delta T = 1/2$ в нелептонных распадах (см. ниже). В обоих случаях введение множителя κ в (30) и (54) заставляет вводить ради сохранения универсальности такой же множитель в лептонный ток, что, в свою очередь, приводит к необходимости вводить в схему тяжелый (заряженный или нейтральный) лептон. Однако некоторые следствия введения множителя κ таковы, что слишком малые значения его нежелательны. Например, в обычной калибровочной схеме масса W -бозона связана с ним прямо про-

порциональной зависимостью:

$$M_W = (\pi\alpha/\sqrt{2}G_F)^{1/2} \kappa/\sin\theta_W, \quad (61)$$

и при очень малых κ получаем очень малое значение M_W , что и оправдывает сделанное выше утверждение. Еще одно замечание связано с выражениями для нейтрального тока в обоих моделях. Ранее [см. (59)] мы выписали в общем виде матрицу нейтрального тока в схеме $SU(4)' \otimes SU(3)''$ не только для того, чтобы следовать принятой системе изложения, но и потому, что в указанном случае легко сравнивать различные модели токов. В частности, при сравнении обсуждаемых здесь моделей можно заметить следующее. Если попытаемся перейти от модели ККМ к модели АРТ, просто выбросив коэффициенты, возникающие при обобщении $SU(3)' \otimes SU(3)''$ до $SU(4)' \otimes SU(3)''$, a_i, b_i, c_i, d_i , но для нештрихованных a_i, b_i, c_i, d_i , приняв их выражения модели ККМ [см. (51)], то не сможем с их помощью сделать ток (39) диагональным. В то же время ток (39) полностью диагонален при значениях коэффициентов, задаваемых соотношениями (26), (23') и (24'). Это указывает на глубокое различие как самих моделей, так и методов их построения. Важную роль здесь играет детерминант (22), аналог которого в ККМ равен нулю. Подробнее об этом см. в Приложении 2.

7. ПРАВИЛО $\Delta T = 1/2$ В ЦВЕТОВЫХ МОДЕЛЯХ

Одной из проблем, возникших при открытии странных частиц, явились правила отбора по изотопическому спину в их распадах на нестранные без лептонного сопровождения. Оказалось, например, что распад $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ происходит примерно в 500 раз быстрее, чем распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. В первой из реакций изотопический спин меняется на $1/2$, а во второй — на $3/2$. Это же явление наблюдается во всех измеренных нелептонных распадах странных частиц как мезонов, так и барионов, т. е. амплитуды переходов, меняющих изоспин на $3/2$, подавлены в 20—25 раз по сравнению с амплитудами, меняющими его на $1/2$. Описанное явление получило название «правило $\Delta T = 1/2$ », а позднее, с открытием $SU(3)$ -симметрии появилось эквивалентное название «октетная доминантность». Последнее название объясняется следующим образом. Слабый ток j_μ в $SU(3)$ преобразуется как октет. Лагранжиан нелептонного распада строится как произведение токов, $L \sim j_\mu^\dagger j_\mu$. В лагранжиане L , если j_μ — ток Кабиббо, содержатся лишь представления 8 и 27. В свою очередь, в изотопическом отношении представление 8 не содержит спина $3/2$, он появляется лишь в представлении 27. Это обстоятельство и дало повод к указанному названию.

Предлагались различные варианты объяснения правила $\Delta T = 1/2$, основанные на структуре слабых адронных токов и на соображениях динамического усиления октетной части в результате сильных взаимодействий. В частности, в рамках квантовой хромодинамики отмечено, что действительно происходит усиление октетной части по сравнению с представлением 27 в 4—5 раз [35, 36]. В последующих работах [37] показано, что учет обмена глюонами при некоторых дополнительных предположениях увеличивает указанное различие практически до экспериментально наблюдаемого значения. Эти соображения не могут быть перенесены на модель с целыми зарядами кварков. Здесь мы покажем, как проблему правила $\Delta T = 1/2$ можно решить в рамках обсуждаемой модели.

Сразу же после введения цветовой степени свободы было замечено [30, 32], что, по крайней мере, для барионных распадов правило $\Delta T = 1/2$ выполняется автоматически. Показать это можно следующим образом. Для более легкого понимания рассмотрим сначала вариант, предложенный в работах [33, 34], в которых постулируется, что кварковые поля удовлетворяют статистике Бозе. Лагранжиан нелептонных распадов странных частиц строится как произведение токов. В теории Кабиббо имеем

$$L = (G/\sqrt{2}) [(j_\mu^{\Delta S=0}) + j_\mu^{\Delta S=1} + \text{э. с.}], \quad (62)$$

где

$$\begin{aligned} j_\mu^{\Delta S=0} &= (\tilde{n}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) p) \equiv (\tilde{q}^2\gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_1); \\ j_\mu^{\Delta S=1} &= (\tilde{p}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda) \equiv (\tilde{q}^1\gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_3); \end{aligned} \quad (62')$$

1, 2, 3 — индексы $SU(3)$. В случае, когда q_i — бозе-поля, лагранжиан (62) можно заменить следующим, эквивалентным ему, с помощью преобразования Фирца:

$$\begin{aligned} L = \frac{G}{2\sqrt{2}} [&(\tilde{q}^1\gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2) (\tilde{q}^1\gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_3) - \\ & - (\tilde{q}^1\gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_3) (\tilde{q}^1\gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2)]. \end{aligned} \quad (63)$$

Заметим, что в случае ферми-полей q_i мы получили бы в этом выражении «+», т. е. симметричную комбинацию. В нашем же случае комбинация (63) антисимметрична по двум $SU(3)$ -индексам — 2 и 3. В то же время представление 27 полностью симметрично по индексам $SU(3)$; это означает, что его нет в выражении (63), а значит, лагранжиан не содержит амплитуду переходов с $\Delta T = 3/2$.

Подобную же процедуру можно проделать и с цветовыми индексами [30—32]. Перепишем лагранжиан (62), приписав цветные

индексы полям q_i . Считая кварки фермионами, имеем

$$L = (G/2\sqrt{2}) [(\tilde{q}_2^i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2^j) (\tilde{q}_3^i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_3^j) + (\tilde{q}_1^i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_3^j) (\tilde{q}_1^i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2^j)]. \quad (64)$$

Теперь лагранжиан (64) симметричен по $SU(3)$ -индексам 2 и 3 и потому содержит представление 27. Однако вспомним, что бесцветные барионы содержат в себе кварки в полностью антисимметричных состояниях по цветовым индексам: $B_{[\alpha\beta\gamma]} \sim \epsilon_{\alpha\beta\gamma} q^\alpha q^\beta q^\gamma$. Поэтому, обозначив лагранжиан (64) $L_{\{\beta\gamma\}}$ (оставив в нем лишь два существенных в данном контексте индекса) для матричных элементов барионных распадов, получим

$$\langle X | L^{\{\beta\gamma\}} | B^{[\alpha\beta\gamma]} \rangle = 0 \quad (65)$$

при свертке полей из лагранжиана и любой обкладки. Эффект получился точно такой же, как и в случае бозе-кварков: симметричная часть лагранжиана нелептонных распадов не дает вклада в матричные элементы переходов между барионами, если последние составлены из цветных кварков. Мы видим, что уже одно только введение цветовой степени свободы в какой-то мере способствует пониманию правила $\Delta T = 1/2$. Приведенные только что аргументы не применимы в случае мезонных распадов.

В работах [23, 25] использована еще одна возможность цветовой степени свободы для описания правила $\Delta T = 1/2$. Как уже говорилось, если построить цветовую модель слабого взаимодействия, а затем перейти к бесцветной теории, то результаты указанной процедуры не совпадают с теорией Кабиббо. Это замечание относится, прежде всего, к структуре нейтрального тока, который оказывается полностью диагональным. Подобное рассуждение применимо и к лагранжиану нелептонных распадов: белая часть лагранжиана, построенного из цветовых токов, разительно отличается от лагранжиана, построенного из тока Кабиббо. Если в последнем случае для подавления представления 27 приходится прибегать к дополнительным мерам и принципам, то в случае цветовой схемы это подавление удается осуществить, не выходя за рамки самой схемы. Такую возможность предоставляет нам большое количество параметров тока (14). После выделения белой части из цветового лагранжиана, который, как и в случае теории Кабиббо, постулируется в виде произведения токов $L \sim j_\mu^\dagger j_\mu$, можно пойти двумя, в общем эквивалентными, путями. Можно разбить получившийся белый лагранжиан на представления 8 и 27 по обычной $SU(3)$, и коэффициенты представления 27, выражаемые через параметры тока (14), положить равными нулю [16]. В этом случае получается довольно громоздкая система нелинейных алгебраических уравнений. Как показано в Приложении 1, указанная система не имеет решения даже в случае наиболее богатой параметра-

ми модели АРТ. Более простые соотношения получатся [38], если разбить получившийся лагранжиан на изотопические амплитуды $T = 1/2$ и $T = 3/2$ и сравнить коэффициенты при этих амплитудах. В работах [39, 40] в схеме $SU(4)' \otimes SU(3)''$ белый лагранжиан разбивают на представления 20 и 84 по группе ароматов $SU(4)$.

Следуя работе [38], мы получим лагранжиан нелептонных распадов, явным образом учитывающий правило $\Delta T = 1/2$. Точно так же, как мы выделяли синглетную часть тока в соотношении (28), выделим ее из произведения токов. Свертывая цветовые (греческие) индексы, из произведения токов (13) получаем следующее выражение для L :

$$\begin{aligned} L_{\text{сингл}} &= [(\tilde{q}_\alpha^i M_{i\beta}^{+j\alpha} q_j^\beta) (\tilde{q}_\nu^k M_{k\delta}^{-l\nu} q_l^\delta)]_{\text{сингл}} = \\ &= (1/8) [(\delta_\nu^\beta \delta_\alpha^\delta - \delta_\alpha^\beta \delta_\nu^\delta / 3) \text{Sp} (M_i^{+j} M_k^{-l}) + \\ &+ (\delta_\alpha^\beta \delta_\nu^\delta - \delta_\nu^\beta \delta_\alpha^\delta / 3) \text{Sp} M_i^{+j} \text{Sp} M_k^{-l}] (\tilde{q}_\alpha^i q_j^\beta) (\tilde{q}_\nu^k q_l^\delta), \end{aligned} \quad (66)$$

где по всем повторяющимся индексам подразумеваются суммирование, а шпурь взяты по цветовым индексам. В выражении (66) для уменьшения громоздкости не учтена лоренцева структура. В связи с этим необходимо сделать следующее замечание. В рассматриваемом случае мы постулировали $(V - A)$ -структуру токов, поэтому например, произведение

$$\delta_\nu^\beta \delta_\alpha^\delta (\tilde{q}_\beta^i q_j^\alpha) (\tilde{q}_\delta^k q_l^\nu) \quad (67)$$

с помощью преобразования Фирца записывается в виде $(q_\alpha^i q_l^\alpha) \times \times (q_\delta^k q_j^\delta)$, поскольку структура $\gamma_\mu (1 - \gamma_5)$ в этом случае не меняется. В других вариантах слабого взаимодействия необходимо строго следить за членами типа (67). Белая часть нелептонного лагранжиана имеет весьма громоздкий вид. Мы, однако, выпишем ее полностью, поскольку в дальнейшем понадобится не только часть, меняющая странность, но и часть с $\Delta S = 0$, поскольку далее рассмотрим вопросы, связанные с ядерными переходами, нарушающими четность. Чтобы проследить происхождение каждого члена лагранжиана, разобьем его на три части:

$$L = L_1 + L_2 + L_3, \quad (68)$$

где L_1 соответствует первому члену в разложении (66); L_2 — второму, а L_3 — сумме третьего и четвертого членов в (66). После несложных, но громоздких преобразований получаем

$$\begin{aligned} 8L_1 &= (a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 + b_7^2 + c_1^2) (\tilde{p}p) (\tilde{n}n) + \\ &+ (b_1^2 + b_2^2 + b_3^2 + a_7^2 + d_1^2) (\tilde{p}p) (\tilde{\lambda}\lambda) + \\ &+ (a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 + a_7 c_1 + b_7 d_1) (\tilde{p}p) (\tilde{n}\lambda) + \\ &+ (a_4^2 + b_4^2) (\tilde{p}p) (\tilde{p}p) + (a_5^2 + b_5^2) (\tilde{n}n) (\tilde{n}n) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + (b_8^2 + d_2^2) (\tilde{n}n) (\tilde{\lambda}\lambda) + (a_8^2 + c_2^2) (\tilde{n}n) (\tilde{\lambda}\lambda) + \\
 & + (a_6^2 + b_6^2) (\tilde{\lambda}\lambda) (\tilde{\lambda}\lambda) + (a_4a_5 + b_4b_5) (\tilde{p}n) (\tilde{n}p) + \\
 & + (a_4c_2 + a_8b_4) (\tilde{p}\lambda) (\tilde{n}p) + (a_4b_8 + b_4d_2) (\tilde{p}n) (\tilde{\lambda}p) + \\
 & + (a_4a_6 + b_4b_6) (\tilde{p}\lambda) (\tilde{\lambda}p) + (a_5c_2 + a_8b_5) (\tilde{n}\lambda) (\tilde{n}n) + \\
 & + (a_5b_8 + b_5d_2) (\tilde{n}n) (\tilde{\lambda}n) + (a_5a_6 + b_5b_6) (\tilde{n}\lambda) (\tilde{\lambda}n) + \\
 & + (a_8d_2 + b_8c_2) (\tilde{n}\lambda) (\tilde{n}\lambda) + (a_6b_8 + b_6d_2) (\tilde{n}\lambda) (\tilde{\lambda}\lambda) + \\
 & + (a_6c_2 + a_8b_6) (\tilde{\lambda}\lambda) (\tilde{n}\lambda) + \text{э. с.} \tag{68a}
 \end{aligned}$$

Как легко видеть, L_2 получается из L_1 преобразованием Фирца, точнее:

$$L_2 = -L_1^{F. T. / 3}, \tag{68б}$$

поэтому второй член мы выписывать не будем, однако будем всегда учитывать его при вычислениях. Третий, довольно короткий член, выпишем полностью, хотя в нем тоже одна часть из другой получается преобразованием Фирца:

$$\begin{aligned}
 8L_3 = & (a_1 + a_2 + a_3)^2 (\tilde{p}n) (\tilde{n}p) + (b_1 + b_2 + b_3)^2 (\tilde{p}\lambda) (\tilde{\lambda}p) + \\
 & + (a_1 + a_2 + a_3) (b_1 + b_2 + b_3) [(\tilde{p}n) (\tilde{\lambda}p) + (\tilde{p}\lambda) (\tilde{n}p)] - \\
 - & (1/3) \{ (a_1 + a_2 + a_3)^2 (\tilde{p}p) (\tilde{n}n) + (b_1 + b_2 + b_3)^2 (\tilde{p}p) (\tilde{\lambda}\lambda) + \\
 & + (a_1 + a_2 + a_3) (b_1 + b_2 + b_3) [(\tilde{p}p) (\tilde{\lambda}n) + (\tilde{p}p) (\tilde{n}\lambda)] \}. \tag{68в}
 \end{aligned}$$

Отметим еще раз, что полученный лагранжиан нелептонного взаимодействия существенно отличается от лагранжиана Кабиббо богатством структуры. Видно, что в нем присутствует нейтральный ток $(\tilde{n}\lambda)$, который в случае тока Кабиббо приходится вводить искусственным образом для построения амплитуд, преобразующихся как изоспин $T = 1/2$. Второе замечание относится к члену с $\Delta S = 2$:

$$8L^{\Delta S=2} = (a_8d_2 + b_8c_2) (\tilde{n}\lambda) (\tilde{n}\lambda) + \text{э. с.} \tag{69}$$

Поскольку такие процессы сильно подавлены, полагаем коэффициент при этом токе равным нулю, получая дополнительное соотношение для коэффициентов матрицы M^+ . Указанное требование и использовалось в разд. 3 при построении примерно слабых токов модели АРТ.

Теперь выпишем из полного лагранжиана (68) часть, соответствующую $\Delta S = 1$ (учитывая L_2 !):

$$8L^{\Delta S=1} = A (\tilde{n}p) (\tilde{p}\lambda) + B (\tilde{p}p) (\tilde{n}\lambda) + C (\tilde{n}n) (\tilde{n}\lambda) + D (\tilde{\lambda}\lambda) (\tilde{n}\lambda), \tag{70}$$

где

$$A = a_4(b_8 + c_2) + b_4(a_8 + d_2) + (a_1 + a_2 + a_3)(b_1 + b_2 + b_3) - \\ - (a_1b_1 + a_2b_2 + a_3b_3 + a_7c_1 + b_7d_1)/3; \quad (70a)$$

$$B = a_1b_1 + a_2b_2 + a_3b_3 + a_7c_1 + b_7d_1 - \\ - [a_4(b_8 + c_2) + b_4(a_8 + d_2) + (a_1 + a_2 + a_3)(b_1 + b_2 + b_3)]/3; \quad (70б)$$

$$C = 2[a_5(b_8 + c_2) + b_5(a_8 + d_2)]/3; \quad (70в)$$

$$D = 2[a_6(b_8 + c_2) + b_6(a_8 + d_2)]/3. \quad (70г)$$

Далее разобьем лагранжиан на чистые изотопические амплитуды с $T = 1/2$ и $3/2$, для чего сначала тождественно преобразуем его к следующему виду:

$$8L^{\Delta S=1} = \frac{1}{2} \left\{ [A - (B - C)] \left[(\tilde{n}p) (\tilde{p}\lambda) - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(\tilde{p}p) - (\tilde{n}n)}{\sqrt{2}} (\tilde{n}\lambda) \right] + \right. \\ \left. + [A + (B - C)] \left[(\tilde{n}p) (\tilde{p}\lambda) + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(\tilde{p}p) - (\tilde{n}n)}{\sqrt{2}} (\tilde{n}\lambda) \right] \right\} + \\ + \frac{1}{3} \left\{ \left[\frac{B+C}{2} - D \right] [(\tilde{p}p) + (\tilde{n}n) - 2(\tilde{\lambda}\lambda)] (\tilde{n}\lambda) + \right. \\ \left. + (B + C + D) [(\tilde{p}p) + (\tilde{n}n) + (\tilde{\lambda}\lambda)] (\tilde{n}\lambda) \right\}. \quad (71)$$

Здесь первый член есть чистое изоспиновое состояние с $T = 1/2$, второй — смесь состояний со спином $T = 1/2$ и $3/2$, последние два обладают спином $1/2$. Чтобы не загромождать статью вычислениями, мы не включаем последние два члена в систему уравнений, определяющих параметры тока.

Разлагая второй член в ряд Клебша — Гордана, суммируя все коэффициенты при амплитудах $\Delta T = 1/2$ и $\Delta T = 3/2$ с учетом (70а), (70б), получаем следующее разбиение меняющего странность нелептонного лагранжиана по изотопической структуре:

$$L^{\Delta S=1} = \frac{1}{24} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{6}} A_2 + \sqrt{6} \bar{A}_2 \right) \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle + \frac{2}{\sqrt{3}} A_2 \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \right], \quad (72)$$

где

$$A_1 = (a_1 + a_2 + a_3)(b_1 + b_2 + b_3) - \\ - (a_1b_1 + a_2b_2 + a_3b_3 + a_7c_1 + b_7d_1) + \\ + (a_4 + a_5/2)(b_8 + c_2) + (b_4 + b_5/2)(a_8 + d_2); \quad (72a)$$

$$A_2 = (a_1 + a_2 + a_3)(b_1 + b_2 + b_3) + a_1b_1 + a_2b_2 + a_3b_3 + a_7c_1 + b_7d_1 + \\ + (a_4 - a_5)(b_8 + c_2) + (b_4 - b_5)(a_8 + d_2). \quad (72б)$$

В разд. 3 мы рассматривали соотношения (23'), (24'), (26) и (31) как систему уравнений для нахождения коэффициентов тока. Теперь к указанным уравнениям добавим равенство, вытекающее из требования, чтобы отношение коэффициента при амплитуде $\Delta T = 1/2$ к коэффициенту при амплитуде $\Delta T = 3/2$ было равно экспериментально измеряемому отношению ~ 25 . Отсюда

$$A_1/A_2 = 11,6, \quad (73)$$

где A_1 и A_2 заданы равенствами (72а) и (72б). Требования (23'), (24'), (26), (31) и (71) и составляют систему для нахождения значений параметров тока.

Ввиду сложности рассматриваемой системы поиск ее решения проводился на ЭВМ. При этом оказалось, что равенства (9) невозможно удовлетворить. Однако система имеет решение, если

$$(a_1 + a_2 + a_3) = 3\kappa \cos \theta_c; \quad (b_1 + b_2 + b_3) = 3\kappa \sin \theta_c. \quad (74)$$

Наличие общего множителя в адронном токе нарушает универсальность лептонного тока. Поэтому, чтобы не входить в противоречие с экспериментальными данными по полулептонным взаимодействиям, необходимо провести смешивание обычных лептонов и тяжелых (заряженных либо нейтральных) с углом $\varphi = \arccos \kappa$. Можно говорить, что правило $\Delta T = 1/2$ связано с существованием тяжелых лептонов в рамках трехтриплетной модели. Все указанные требования выполняются не при определенных значениях параметров. Из возможных наборов мы выбрали такой, при котором A_1 (основной коэффициент при $L^{\Delta T=1/2}$) имеет наибольшее значение. Итак, с высокой степенью точности все физические требования выполняются при следующих значениях параметров:

$$\left. \begin{array}{ll} a_1 = 0,575; & b_1 = -0,290; \\ a_5 = 0,795; & b_8 = 0,501; \\ c_2 = 0,715; & a_6 = -0,999; \\ b_5 = -0,577; & d_2 = -0,815; \\ a_8 = 0,439; & b_6 = 0,0285; \\ \kappa = 0,740; & \alpha = \theta_c + \pi/2 = 1,802 \end{array} \right\} \quad (75)$$

(α дано в радианах). При этом

$$A_1 = 2,77; \quad A_2 = 0,238. \quad (76)$$

Вклады двух других амплитуд $\Delta T = 1/2$ (не включенных в систему уравнений) оказываются также не малыми по сравнению с вкладами амплитуд $\Delta T = 3/2$. С той же нормировкой лагранжиана, что и в (72), коэффициенты двух последних амплитуд в соотношении (71) равны соответственно 0,724 и -1 при значениях параметров (75). Таким образом, нам удалось построить лагранжиан

слабого нелептонного взаимодействия, в котором в явном виде задано необходимое соотношение между величинами переходов $\Delta T = 1/2$ и $\Delta T = 3/2$. Кроме того, тем самым фиксируются значения коэффициентов адронного тока, который теперь вполне определен в трехтриплетной модели с целочисленными зарядами кварков.

8. ОБСУЖДЕНИЕ ЛАГРАНЖИАНА С $\Delta S = 0$

В последнее время интенсивно обсуждается вопрос о P -нечетных эффектах, связанных со слабыми взаимодействиями в ядерных переходах. В принципе в таких экспериментах можно определить лоренц-структуру нейтрального тока, в частности, проверить модель Салама — Вайнберга. Однако необходимость в тщательном учете сильных взаимодействий ставит, по-видимому, под сомнение возможность выбирать между различными формами гамильтонианов слабых взаимодействий [39], хотя работа в этом направлении интенсивно ведется [40]. Однако еще до попыток определения структуры слабого нейтрального тока в таких эффектах с первым же экспериментом [41] появилась и своя трудность — теоретические оценки степени циркулярной поляризации фотонов, испускаемых в указанных реакциях, оказываются неизменно ниже наблюдаемых на опыте (см., например, [42] и цитируемые выше работы). Пока еще трудно определить, которое из взаимодействий в этих вычислениях «недооценивается» — слабое или сильное. Однако относительно вклада слабого взаимодействия необходимо сказать следующее. В случае нелептонных распадов адронов трудность в их теоретической интерпретации состоит не только в значительном неравенстве амплитуд с разными изотопическими структурами, но и в явлении так называемого октетного усиления — распады происходят так, как будто в произведении $L \sim \sin\theta_c \cos\theta_c j_\mu^{(\Delta S=0)} j_\mu^{(\Delta S=1)}$ множитель $\sin\theta_c \cos\theta_c$ «не работает». Вполне вероятно, что подобного рода явления имеют место и во взаимодействиях с $\Delta S = 0$ — члены с коэффициентами типа $\sin\theta_c$ подавляют вклады соответствующих токов в теоретические оценки. В первую очередь это касается амплитуд переходов $\Delta T = 1$, которые в лагранжиане слабого взаимодействия возникают лишь из произведения меняющих странность токов с $T = 1/2$. Амплитуды переходов $\Delta T = 2$ также не могут быть усилены, поскольку они не входят в октетную часть лагранжиана.

Напишем нелептонный лагранжиан без изменения странности в нашем случае, воспользовавшись выражениями (68):

$$L^{\Delta S=0} = 5,0\pi^-\pi^+ + 1,08\pi^+\pi^- + 4,93\pi^0\pi^0 + 1,32\eta\eta + 1,48\pi^0\eta + 0,82\eta\pi^0. \quad (77)$$

Этот лагранжиан записан с помощью символов частиц, например, запись $\pi^- \pi^+$ означает $V_\mu^{\pi^-} A_\mu^{\pi^+} + A_\mu^{\pi^-} V_\mu^{\pi^+}$, где $\pi^- \equiv (\bar{p}n)$, $\pi^+ \equiv (\bar{n}p)$ и т. д. Значения коэффициентов в (77) получены из параметров (75). Поскольку выражение (77) приведено лишь с целью показать лагранжиан, получаемый в цветовой схеме, не учтен вклад λ -кварков, а также в случае вычисления доли нейтрального тока в (77) не учтена электромагнитная часть этого тока.

Все члены лагранжиана относительно равноправны, в нем, как и в случае $L^{\Delta S=1}$, нет кабиббовского подавления отдельных вкладов. Это обстоятельство, возможно, может сыграть определенную роль в увеличении теоретических оценок эффектов слабых взаимодействий в ядерных переходах.

9. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА НЕЛЕПТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Лагранжиан нелептонных взаимодействий, включающий кварк s , строится так же, как и лагранжиан (68) с заменой матрицы M^+ схемы $SU(3)' \otimes SU(3)''$ на матрицу M^+ схемы $SU(4)' \otimes \otimes SU(3)''$ из выражения (50). Как и в случае белой $SU(3)$ -группы, параметры получаемого лагранжиана должны определяться из ряда хорошо установленных физических требований. Как видно из предыдущего, самое сильное ограничение на параметры накладывает требование правила $\Delta T = 1/2$: если без него приемлемый слабый ток модели АРТ можно было построить, ограничившись двумя параметрами (см. разд. 3), то, как мы видели в разд. 7, даже большого числа параметров недостаточно, чтобы удовлетворить всем необходимым требованиям без изменения условий (30). Таким образом, в некотором смысле можно говорить, что свойства цветового тока определяются в основном свойствами нелептонных распадов обычных адронов. Те же замечания относятся и к схеме ККМ. Из рассматриваемых нами двух моделей лишь эта последняя подходит для описания распадов очарованных частиц, поскольку, как уже было отмечено выше, модель АРТ построена на таких принципах, которые не позволяют расширить ее до группы $SU(4)' \otimes SU(3)''$. Поэтому лагранжиан нелептонного взаимодействия очарованных адронов мы построим, исходя из модели ККМ. В [25, 49] нелептонный лагранжиан схемы $SU(4)' \otimes \otimes SU(3)''$ используют для фиксирования параметров тока, который затем применяют для обсуждения нейтринных реакций, включающих двухмюнное рождение. В [44] предпринята попытка использовать модель ККМ для описания распадных (слабых) свойств очарованных адронов.

Как уже говорилось, при рассмотрении правила $\Delta T = 1/2$ можно требовать либо доминантности изотопической амплитуды

$T = 1/2$, либо октетной доминантности в $SU(3)$, либо доминантности представления 20 в $SU(4)$ над представлением 84. Соответственно принятой точке разбивается на нужные представления и нелептонный лагранжиан. Мы здесь фиксируем параметры тока из отношения амплитуд переходов $\Delta T = 1/2$ и $3/2$ для части $SU(3)$ модели ККМ, т. е. используем соотношение (73). Белая часть лагранжиана ККМ имеет следующий вид:

$$L^c = (G/8) \{ (C_2 - C_1/3) (\tilde{p}n) (\tilde{n}c) + (C_1 - C_2/3) (\tilde{p}c) (\tilde{n}n) + \\ + (C_4 - C_3/3) (\tilde{p}\lambda) (\tilde{n}c) + (C_3 - C_4/3) (\tilde{p}c) (\tilde{n}\lambda) + \\ + (C_6 - C_5/3) (\tilde{p}n) (\tilde{\lambda}c) + (C_5 - C_6/3) (\tilde{p}c) (\tilde{\lambda}n) + \\ + (C_8 - C_7/3) (\tilde{p}\lambda) (\tilde{\lambda}c) + (C_7 - C_8/3) (\tilde{p}c) (\tilde{\lambda}\lambda) + \\ + (C_{10} - C_9/3) (\tilde{c}n) (\tilde{\lambda}c) + (C_9 - C_{10}/3) (\tilde{c}c) (\tilde{\lambda}n) +$$

+ э. с. + самосопряженные члены вида $(\tilde{c}n) (\tilde{n}c)$ и т. д.}, где коэффициенты C_i следующим образом выражаются через параметры тока (50)–(51):

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= a_1 a'_1 + a_2 a'_2 + a_3 a'_3 + c_1 c'_1 + b_7 b'_7; \\ C_2 &= (a_1 + a_2 + a_3) (a'_1 + a'_2 + a'_3); \\ C_3 &= b_1 a'_1 + b_2 a'_2 + b_3 a'_3 + a_7 c'_1 + d_1 b'_7; \\ C_4 &= (b_1 + b_2 + b_3) (a'_1 + a'_2 + a'_3); \\ C_5 &= a_1 b'_1 + a_2 b'_2 + a_3 b'_3 + c_1 a'_7 + b_7 d'_1; \\ C_6 &= (a_1 + a_2 + a_3) (b'_1 + b'_2 + b'_3); \\ C_7 &= b_1 b'_1 + b_2 b'_2 + b_3 b'_3 + a_7 a'_7 + d_1 d'_1; \\ C_8 &= (b_1 + b_2 + b_3) (b'_1 + b'_2 + b'_3); \\ C_9 &= a'_1 b'_1 + a'_2 b'_2 + a'_3 b'_3 + a'_7 c'_1 + b'_7 d'_1; \\ C_{10} &= (a'_1 + a'_2 + a'_3) (b'_1 + b'_2 + b'_3). \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

В левом столбце (78) выписан лагранжиан, подобный тому, который получается в модели ГИМ, а правый столбец получается из левого преобразованием Фирца. Для получения конкретных значений коэффициентов лагранжиана используем лишь три уравнения (55) и (73) и не включаем равенства (57). В модели ККМ эти три уравнения выглядят следующим образом:

$$\cos \varphi_1 + A_{11} + A_{33} = 3\kappa \cos \theta_c; \quad (79a)$$

$$\sin \varphi_1 + A_{12} + A_{34} = 3\kappa \sin \theta_c; \quad (79b)$$

$$A_1/A_2 = 11,6, \quad (79b)$$

где

$$A_{1,2} = (\cos \varphi_1 + A_{11} + A_{33}) (\sin \varphi_1 + A_{12} + A_{34}) - (+) - (+) [(1/2) \sin 2\varphi_1 + A_{11}A_{12} + A_{33}A_{34} + A_{14}A_{13} + A_{31}A_{32}]. \quad (79г)$$

Вычисления на ЭВМ дают набор параметров, удовлетворяющих (79):

$$\left. \begin{aligned} \alpha \approx 1,64; \quad \beta \approx 0,0025; \quad \varphi_1 \approx \varphi_2 \approx \varphi_3 = 2\pi; \\ \psi_2 \approx 0,223, \quad \psi_3 \approx 0,018; \quad \kappa = 0,301. \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

Обращает на себя внимание довольно малое значение κ . О нежелательности такого обстоятельства мы уже говорили выше — масса W -бозона пропорциональна κ .

С полученными значениями параметров (80) находим следующий вид слабого нелептонного лагранжиана очарованных частиц:

$$\begin{aligned} 8L^c = & 0,203 (\tilde{p}n) (\tilde{n}c) - 0,245 (\tilde{p}c) (\tilde{n}n) + 0,023 (\tilde{p}\lambda) (\tilde{n}c) + \\ & + 0,015 (\tilde{p}c) (\tilde{n}\lambda) + 2,31 (\tilde{p}n) (\tilde{\lambda}c) + 0,025 (\tilde{p}c) (\tilde{\lambda}n) + \\ & + 0,546 (\tilde{p}\lambda) (\tilde{\lambda}c) - 0,005 (\tilde{p}c) (\tilde{\lambda}\lambda) + \\ & + 0,409 (\tilde{c}n) (\tilde{\lambda}c) - 0,001 (\tilde{c}c) (\tilde{\lambda}n). \end{aligned} \quad (81)$$

При вычислении мы зафиксировали один параметр — коэффициент при члене $(\tilde{p}n) (\tilde{n}c)$, равный $\approx 0,2$; все остальные цифры определяются системой уравнений (79а) — (79в). Левый столбец выражения (81) воспроизводит основные черты лагранжиана, получаемого из ГИМ-тока, хотя количественно несколько отличается от последнего. Это обстоятельство интересно тем, что мы не фиксировали никакими условиями коэффициенты токов $(\tilde{n}c)$ и $(\tilde{\lambda}c)$ $SU(4)$ -схемы. Упомянутые количественные различия хотя и заметны, но пока не различимы при современной точности экспериментов. Общая черта обоих лагранжианов — доминантность K -мезонов по сравнению с пионами в D -распадах.

Представляется интересным рассмотреть свойства полученного лагранжиана по отношению к группе $SU(4)$. Разложим для этого лагранжиан (81) по представлениям 20 и 84 указанной группы. Разложение выглядит следующим образом:

$$L^c = L^{(20)}/12 + L^{(84)}/24, \quad (82)$$

где

$$\begin{aligned} L^{c(20), (84)} = & (C_2 \mp C_1) [(\tilde{p}n) (\tilde{n}c) \mp (\tilde{p}c) (\tilde{n}n)] + \\ & + (C_4 \mp C_3) [(\tilde{p}\lambda) (\tilde{n}c) \mp (\tilde{p}c) (\tilde{n}\lambda)] + \\ & + (C_6 \mp C_5) [(\tilde{p}n) (\tilde{\lambda}c) \mp (\tilde{p}c) (\tilde{\lambda}n)] + \\ & + (C_8 \mp C_7) [(\tilde{p}\lambda) (\tilde{\lambda}c) \mp (\tilde{p}c) (\tilde{\lambda}\lambda)] + \\ & + (C_{10} \mp C_9) [(\tilde{c}n) (\tilde{\lambda}c) \mp (\tilde{c}c) (\tilde{\lambda}n)]. \end{aligned} \quad (82^*)$$

Рассмотрим отношения коэффициентов представления 20 к соответствующим коэффициентам представления 84, принимая во внимание значения параметров (80):

$$\left. \begin{aligned} 2 \frac{C_2 - C_1}{C_2 + C_1} &\approx 10,6; & 2 \frac{C_4 - C_3}{C_4 + C_3} &\approx 0,20; \\ 2 \frac{C_6 - C_5}{C_6 + C_5} &\approx 0,98; & 2 \frac{C_8 - C_7}{C_8 + C_7} &\approx 1,02; & 2 \frac{C_{10} - C_9}{C_{10} + C_9} &\approx 1,0. \end{aligned} \right\} (83)$$

Приведенные отношения не выявляют доминантности какого-либо представления группы $SU(4)$ в нелептонных распадах очарованных адронов.

Предпринятую в настоящем разделе попытку получить лагранжиан для описания распадов очарованных частиц, по-видимому, следует рассматривать как довольно неудачную. Главная причина заключается в малости κ . Мы также не определили слабый ток для полулептонных взаимодействий c -кварка как ток ГИМ. Попытка получить, например, схему ГИМ для указанного взаимодействия еще сильнее уменьшает κ . В то же время из (80) получается следующий ток c -кварка: $0,16 (\bar{c}\nu) + 2,97 (\bar{c}\lambda)$. Отсюда отношение $r = \Gamma(D^0 \rightarrow e^+ \nu \pi^-) / \Gamma(D^0 \rightarrow e^+ \nu K^-) \approx 0,003$; для схемы ГИМ $r = \text{tg}^2 \theta_c \approx 0,05$. Для нелептонных распадов имеем $r \equiv \Gamma(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \approx 0,088$, в схеме ГИМ по-прежнему $r \sim \text{tg}^2 \theta_c$, а экспериментально $r < 8\%$. Тем не менее схему ККМ можно использовать, например, для построения правоспиральных токов, у которых по определению $\kappa = 0$. Правда, сам по себе вопрос о существовании таких токов находится в настоящее время под сомнением, хотя современные эксперименты не исключают их существования. В разд. 11 мы более подробно остановимся на этом вопросе.

10. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦВЕТА В НЕЙТРИННЫХ РЕАКЦИЯХ

Вопрос о проявлении цветовой степени свободы рассмотрен во многих работах ([45, 46], ссылки на более ранние работы можно найти в [9, 10]). Как правило, слабые цветковые токи в перечисленных работах имеют весьма упрощенную форму типа (13). Однако характер этих токов в общих чертах отражает суть эффектов проявления цвета, поэтому ниже мы будем рассматривать именно такие простые токи. К настоящему времени оформились две основные точки зрения на проявление цвета. Одна из них, предлагаемая в ряде работ Пати и Салама [47], заключается в том, что хотя цвет и является физическим свойством, но пока не проявляется в экспериментах по некоторым кинематическим причинам, существование которых изложено далее. Другая, настоятельно проводимая в работах Цая и сотр. [46], состоит в утверждении, что цвет уже

наблюдается в современных экспериментах и наряду, например, с хромодинамикой успешно объясняет нарушение скейлинга в высокоэнергетических лептон-адронных инклюзивных процессах. Рассмотрим сначала в качестве примера нейтринные процессы с физическим цветом, следуя работам [45, 46].

Модель, рассматриваемая Цаем, — это схема $SU(4)' \otimes SU(3)''$ (в более ранних работах $SU(3)' \otimes SU(3)''$) с зарядами кварков, определяемыми равенствами (10). Слабый ток этой схемы имеет следующий вид:

$$J_\mu = J_\mu^0 + J_\mu^1 + J_\mu^2, \quad (84)$$

где

$$J_\mu^0 = \sum_{\alpha=1}^3 [\cos \theta_c (\tilde{p}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) n^\alpha) + \sin \theta_c (\tilde{p}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda^\alpha)], \quad (84a)$$

$$J_\mu^1 = \sum_{\alpha=1}^3 [-\sin \theta_c (\tilde{c}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) n^\alpha) + \cos \theta_c (\tilde{c}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda^\alpha)] \quad (84б)$$

— синглетные по цвету токи, построенные в соответствии со схемой ГИМ, а

$$J_\mu^2 = \sum_{q=p, n, \lambda, c} \{c_- [\cos \theta' (\tilde{q}^2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_1) + \sin \theta' (\tilde{q}^3 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_1)] + c_+ [\cos \theta'' (\tilde{q}^2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) q_1) + \sin \theta'' (\tilde{q}^3 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_1)]\} \quad (84в)$$

— синглетная по $SU(4)'$ часть (суммирование по ароматам), в некотором смысле напоминающая ток Кабиббо по $SU(3)''$. В токах (84а) и (84б) угол θ выбран совпадающим с углом Кабиббо, а в цветовом токе (84в) четыре параметра θ' , θ'' и c_- , c_+ должны определяться экспериментально. Однако для c_- и c_+ из принципа универсальности вытекают теоретические ограничения, а именно три возможности: $(c_-, c_+) = (1, 0)$, $(1, 1)$ и $(0, 1)$.

Следует обратить внимание на присутствие в выражении (84в) правоспиральных токов. Из рассматриваемого примера будет видно, что подобные токи, возможно, играют роль в нейтринных реакциях, общая ситуация с правоспиральными токами рассмотрена в разд. 11.

Относительно самой модели (84) необходимо сделать следующее замечание. Попытка внедрить эту схему в калибровочную теорию $SU(2) \otimes U(1)$ может привести к такому выводу (более подробно этот вопрос изложен в [45]): если принять за левоспиральные дублеты комбинации $(p^\alpha, n^\alpha \cos \theta + \lambda^\alpha \sin \theta)$ и $(c^\alpha, -n^\alpha \sin \theta + \lambda^\alpha \cos \theta)$, то с необходимостью следует помещать комбинацию $(q_2 \cos \theta'' + q_3 \sin \theta'', q_1)$ в правоспиральный дублет, чтобы получить ток (84б), при этом $c_- = 0$ и $c_+ = 1$. Таким образом, лево-

спиральные токи для синглетной по цвету части тока и октетной части не могут сосуществовать. Однако рассматриваемый пример интересен тем, что, как уже говорилось, он отражает общую ситуацию в цветовых моделях, поэтому в работе обсуждается и случай $c_- \neq 0$.

Инклюзивные сечения для v и \bar{v} рассматриваются в рамках обычной кварк-партоновой модели. Здесь лишь следует иметь в виду, что в силу синглетности по цвету нуклонов мишени функции импульсных распределений удовлетворяют равенствам:

$$\left. \begin{aligned} q_1(x) = q_2(x) = q_3(x) = q(x)/3; \\ \bar{q}_1(x) = \bar{q}_2(x) = \bar{q}_3(x) = \bar{q}(x)/3. \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

В анализе данных наряду с обычными переменными $x = q^2/2Mv$ и $y = v/E$ используются переменные z_1 и z_2 , учитывающие массу очарованного кварка m_1 :

$$z_1 = x + m_1^2/2MEy, \quad (86)$$

и эффективную массу кварка m_2 , связанного в возбужденных цветовых состояниях:

$$z_2 = x + m_2/2MEy.$$

Соответствующие пороги рождения очарованного и цветного кварков обозначаются W_1 и W_2 . Эффекты порогов выражаются в сечениях соответствующими θ -функциями со значениями $W_1 \approx 2,25$ ГэВ и $W_2 \approx 10$ ГэВ. Массы имеют следующие значения: $m_1 \approx 1,25$ ГэВ и $m_2 \approx 5$ ГэВ. Заметим также, что в нуклонах мишени эффекты от очарованного кварка не учитываются. Последнее замечание относится к обычному разделению кварков на валентные и морские для мишеней с равным числом протонов и нейтронов, для которых имеем:

$$\left. \begin{aligned} p(z) + n(z) - \bar{p}(z) - \bar{n}(z) &\equiv F_V(z); \\ \bar{p}(z) + \bar{n}(z) = 2\bar{\lambda}(z) = 2\lambda(z) &\equiv F_S(z). \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Соответственно трем токам, выписанным в (84), дифференциальное инклюзивное сечение разбивается на три части:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \sum_{i=0, 1, 2} \left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_i, \quad (88)$$

где

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_0 = \frac{G^2ME}{\pi} \left(1 + \frac{q^2}{m_W^2} \right)^{-2} \{ F_{1,0}(x) + F_{2,0}(x)(1-y)^2 \}; \quad (88a)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_1 = \frac{G^2ME}{\pi} \left(1 + \frac{q^2}{m_W^2} \right)^{-2} \{ F_{1,1}(z_1) \left(1 - \frac{m_1^2}{2MEz_1} \right) + \\ + F_{2,1}(z_1) \left[(1-y)^2 + \frac{m_1^2}{2MEz_1} (1-y) \right] \} \theta(W - W_1); \quad (88b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2\sigma}{dx dy}\right)_2 &= \frac{G^2 M E}{\pi} \left(1 + \frac{q^2}{m_W^2}\right)^{-2} \{F_{1,2}(z_2) \left(1 - \frac{m_z^2}{2MEz_2}\right) + \\ &+ F_{2,2}(z_2) \left[(1-y)^2 + \frac{m_z^2}{2MEz_2}(1-y)\right]\} \theta(W - W_2). \end{aligned} \quad (88в)$$

Множитель $(1 + q^2/m_W^2)^{-2}$ введен в сечения для учета уменьшения энергетического наклона полных сечений при увеличении энергий: σ^v/E для высоких энергий [48] примерно на 20% меньше этой же величины, полученной из данных камеры «Гаргамель» [49]. Хотя эта величина и указывает на эффект пропагатора W -бозона, m_W пока следует рассматривать как феноменологический параметр. Структурные функции, входящие в формулы для сечений, следующим образом выражаются через функции кварковых распределений.

Для (νp) -рассеяния:

$$F_{1,0}(x) = 2x [n(x) \cos^2 \theta_c + \lambda(x) \sin^2 \theta_c]; \quad (89)$$

$$F_{2,0}(x) = 2x \bar{p}(x); \quad (90)$$

$$F_{1,1}(z) = 2z [n(z) \sin^2 \theta_c + \lambda(z) \cos^2 \theta_c]; \quad (91)$$

$$\begin{aligned} F_{1,2}(z) &= (2/3) z \{ |c_-|^2 [p(z) + n(z) + \lambda(z)] + \\ &+ |c_+|^2 [\bar{p}(z) + \bar{n}(z) + \bar{\lambda}(z)] \}; \end{aligned} \quad (92)$$

$$\begin{aligned} F_{2,2}(z) &= (2/3) z \{ |c_-|^2 [\bar{p}(z) + \bar{n}(z) + \bar{\lambda}(z)] + \\ &+ |c_+|^2 [p(z) + n(z) + \lambda(z)] \}. \end{aligned} \quad (93)$$

Выражения для (νn) -рассеяния получаются из (89)–(93) заменой: $p(z) \leftrightarrow n(z)$; $\bar{p}(z) \leftrightarrow \bar{n}(z)$. Выражения для $(\bar{\nu} p)$ - и $(\bar{\nu} n)$ -рассеяний получаются из приведенных выше заменой $q(z) \leftrightarrow \bar{q}(z)$, $q = p, n, \lambda$.

Результаты анализа нейтринных данных с помощью введенного цветного тока можно суммировать следующим образом. Недавние данные по инклюзивному рассеянию [48] нейтрино указывают на явное нарушение скейлинга, например, σ^v/E и $\sigma^{\bar{\nu}}/E$ для высоких энергий [48] примерно на 20% меньше, чем эти же величины, полученные из данных камеры «Гаргамель» [49]. Указанное нарушение скейлинга, названное в работе Цая «отрицательным», легко объясняется введением подавляющего множителя $(1 + q^2/m_W^2)^{-2}$ в выражении для сечения с $m_W \approx 10$ –15 ГэВ. Следует иметь в виду, что наиболее общепринятый способ описания обсуждаемого нарушения основан на асимптотически свободных теориях [50]. С точки зрения возможного возбуждения цвета более интересно «положительное» нарушение скейлинга, некоторые указания на которое есть в результатах BEBC и CIPR [48]. Это нарушение можно описать цветовым током с $c_- = 1$ и $c_+ = 0$ и порогом $W \approx 10$ ГэВ.

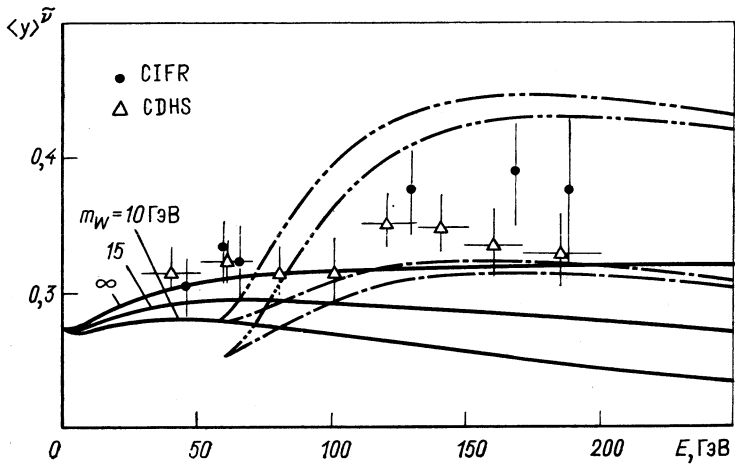


Рис. 1. Зависимость $\langle y \rangle_{\tilde{\nu}}$ от энергии:

— — предсказания стандартной модели; - - - эффект возбуждения цвета с $W_2 = 10 \text{ ГэВ}$ и $m_2 = 5 \text{ ГэВ}$ показан для случая $m_W = 10 \text{ ГэВ}$. Нижние кривые получены с обрезанием ($E' \geq 5 \text{ ГэВ}$), а верхние — без обрезания

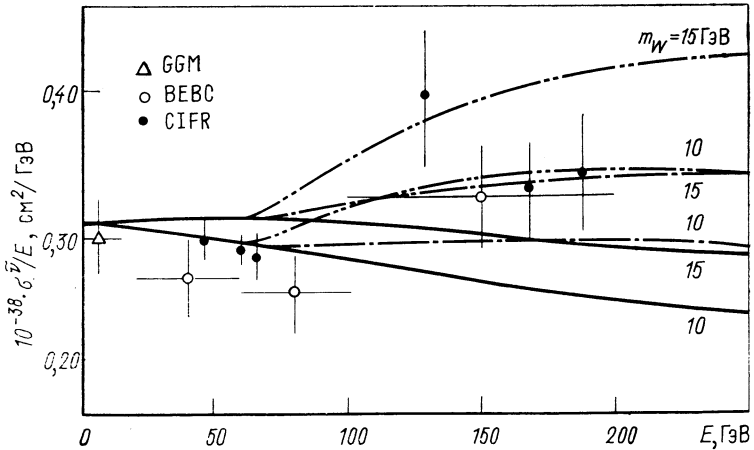


Рис. 2. Эффект возбуждения цвета с $W_2 = 10 \text{ ГэВ}$ и $m_2 = 5 \text{ ГэВ}$ для $\sigma_{\tilde{\nu}}/E$

Конечно, если такое нарушение скейлинга имеет место, то его можно объяснить и рождением новых кварков — b, t, \dots , однако это вполне может соответствовать возбуждению цветовой степени свободы. Что касается ненулевых значений c_+ , то, как показывает анализ, проведенный Цаем, данные не свидетельствуют в пользу правоспиральных токов. Некоторые данные также не описываются током с $c_- \neq 0$, как, например, видно из рис. 1, хотя на рис. 2 имеется определенное согласие между вычислениями Цая и экспериментом. Дополнить выводы Цая можно следующим образом. Некоторое несогласие данных с теоретическими кривыми, возможно, объясняется выбором формы цветového тока (84). Если рассматривать наиболее общую структуру этого тока (14), (50), то благодаря обилию параметров, несомненно, можно получить удовлетворительные теоретические кривые. Однако наблюдаемое уменьшение энергетического наклона сечения можно объяснить появлением множителя λ перед цветovým током. Наконец, можно считать, что в современных экспериментах еще не проявляется цветová структура. Можно также, следуя Пати и Саламу [47], считать, что цвет не проявляется по некоторым «кинематическим» причинам, суть которых состоит в следующем. В предложенной этими авторами объединенной схеме слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий смешивание полей промежуточных бозонов происходит таким образом, что взаимодействие лептонного тока с цветovým имеет вид

$$J^{\text{лепт}} [1/q^2 - 1/(q^2 - m_U^2)] J^{\text{цвет}}, \quad (94)$$

где первый член в квадратных скобках — пропагатор фотона, а второй — пропагатор массивного глюона, возникающего из-за нарушения цветовой симметрии. Матричный элемент приобретает дополнительный кинематический множитель

$$\Delta(q^2) = q^2 [1/q^2 - 1/(q^2 - m_U^2)] = -m_U^2/(q^2 - m_U^2), \quad (95)$$

стремящийся асимптотически при $q^2 \gg m_U^2$ к нулю. Таким образом, происходит сокращение вкладов фотона и глюона. Поскольку масса глюона U по оценке авторов составляет 2—5 ГэВ, благодаря множителю (95) можно согласовать низкий порог рождения цветových состояний с их ненаблюдаемостью.

11. О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПРАВОСПИРАЛЬНЫХ ТОКОВ

В предыдущем разделе правоспиральные цветové токи использованы для анализа нейтринных взаимодействий. Вопрос о возможности существования указанных токов заслуживает внимания.

В недавнем обзоре Харари [51] вопрос о правоспиральных связях s -кварка обсужден весьма обстоятельно. Основываясь на

экспериментальных фактах, автор приходит к выводам: а) не существует правоспирального тока $(\tilde{c}n)_R$; б) современных данных недостаточно для того, чтобы подтвердить или опровергнуть существование тока $(\tilde{c}\tilde{\lambda})_R$.

Однако существуют и другие точки зрения. В работах [52, 53] приведен ряд соображений в пользу определенной необходимости в токе $(\tilde{c}\lambda)_R$ для объяснения правила $\Delta T = 1/2$ [52] и наблюдаемых ширин распадов D -мезонов [53].

Правоспиральные токи обсуждаются также в работах [18—21]: в [20] их используют для явного введения СР-нарушения в гамильтониан слабого взаимодействия; в [21] — в связи в основном с правилом $\Delta T = 1/2$ и, наконец, в [18, 19] — при рассмотрении общих условий выполнения алгебры $SU(2)$ для слабых зарядов. На наш взгляд, в последнем случае содержится определенный рецепт для различения лево- и правоспиральных токов по типам решений уравнений, возникающих из требования выполнения алгебры слабых токов $SU(2)$. Рассмотрим простейший случай группы $SU(4)$, в которой матрица слабых переходов $\Delta Q = +1$ имеет вид:

$$M^+ = \begin{pmatrix} 0 & a & b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c & d & 0 \end{pmatrix}; \quad q = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \lambda \\ c \end{pmatrix}. \quad (96)$$

Если, как и в случае (14), ввести «векторы» $x = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ и $y = \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}$, то из условия $[M^+, [M^+, M^-]] = 2M^+$ возникает система уравнений:

$$\left. \begin{aligned} ax^2 + c(xy) &= a; & bx^2 + d(xy) &= b; \\ cy^2 + a(xy) &= c; & dy^2 + b(xy) &= d, \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

аналогичная системе (21) для случая группы $SU(3)' \otimes SU(3)''$. Если (один и тот же) определитель первой и второй пары уравнений (97)

$$ad - bc \neq 0, \quad (98)$$

то решение системы имеет вид:

$$x^2 = y^2 = 1; \quad (xy) = 0, \quad (99)$$

что полностью соответствует решению (23)—(24) системы (21) для цветовой модели. Условия (99) есть не что иное, как условия на коэффициенты слабого тока схемы ГИМ, и легко параметризуются:

$$M^+ = \begin{pmatrix} 0 & \cos \theta_c & \sin \theta_c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta_c & \cos \theta_c & 0 \end{pmatrix}. \quad (100)$$

Если $ad - bc = 0$, система (97) имеет решение, параметризованное седующим образом:

$$M^+ = \begin{pmatrix} 0 & \cos \alpha \cos \beta & \sin \alpha \cos \beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha \sin \beta & \sin \alpha \sin \beta & 0 \end{pmatrix}. \quad (101)$$

Из этого представления легко получаются различные виды правспиральных токов [18, 19] при условии выполнения двух физических требований: 1) $\sin \theta_c = 0$, $\cos \theta_c = 0$; 2) диагональности нейтрального тока. Требование 1) выполняется при $\beta = \pi/2$. Выпишем теперь матрицу нейтрального тока $M^0 = [M^+, M^-]/2$ при $\beta = \pi/2$:

$$M^0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos^2 \alpha & -(1/2) \sin 2\alpha & 0 \\ 0 & -(1/2) \sin 2\alpha & -\sin^2 \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (102)$$

Элемент $-(1/2) \sin 2\alpha$ отвечает ненаблюдаемому переходу ($\tilde{n}\lambda$) и равен нулю при двух значениях параметра α , отвечающих двум известным видам правспиральных токов в $SU(4)$. Действительно, пусть $\alpha = 0$, тогда, как видно из (101), (102),

$$J_R^+ = (\tilde{c}n)_R; \quad (103)$$

$$J_R^0 = -(\tilde{n}n)_R/2 + (\tilde{c}c)_R/2, \quad (104)$$

что отвечает схеме DGG [21]. При $\alpha = \pi/2$

$$J_R^+ = (\tilde{c}\lambda)_R; \quad (105)$$

$$J_R^0 = -(\tilde{\lambda}\lambda)_R/2 + (\tilde{c}c)_R/2, \quad (106)$$

т. е. получается правспиральный ток $AF - FM$, введенный и тщательно исследуемый в работах [52, 53].

Мы привели это подробное сравнение двух решений системы для того, чтобы показать, что именно из «второго» решения (с определителем $ad - bc = 0$) получаются правспиральные токи, рассматриваемые в литературе. В свою очередь, аналогичная процедура построения левспирального тока в цветовой модели, т. е. решение (23)–(25) с определителем $(XZ)(YV) - (XV)(YZ) \neq 0$, соответствует решению (99) четырехкварковой модели, т. е. схеме ГИМ. В схеме ККМ определитель $(XZ)(YV) - (XV)(YZ) = 0$ и соответствующее ему выражение для слабого тока (49) напоминает структуру правспирального тока в группе $SU(4)$. Дополнительным аргументом в пользу сделанного утверждения может служить чрезвычайно малое значение κ [см. (80)], получаемое при рассмотрении распадов c -кварка. При $\kappa = 0$ имеем $\sin \theta_c = 0$ и $\cos \theta_c = 0$

в белой части тока ККМ. Возможное разделение рассматриваемых в настоящем обзоре токов на левоспиральные (схема АРТ) и правоспиральные (схема ККМ) может оказаться весьма полезным при дальнейшем развитии схем слабого взаимодействия в цветовых моделях. Например, при выполнении условий правила $\Delta T = 1/2$ мы с неизбежностью получаем величину $\kappa < 0$, хотя без этих условий в схеме АРТ вполне можно использовать $\kappa = 1$. Поэтому, если использовать схему ККМ (в которой всегда $\kappa < 1$) в качестве правоспирального тока, т. е. с $\kappa = 0$, для выполнения условий, налагаемых правилом $\Delta T = 1/2$, то в левоспиральном токе (для которого можно использовать схему АРТ) не возникает необходимости в указанном множителе κ . Вся схема в этом случае станет намного более гибкой ввиду свободы выбора некоторых параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное содержание настоящего обзора составляет изложение наиболее полных схем слабого взаимодействия в моделях с групповыми структурами $SU(3)' \otimes SU(3)''$, $SU(4)' \otimes SU(3)''$ и $SU(4)' \otimes SU(4)''$ и наблюдаемым цветом. В случае групп $SU(n)' \otimes SU(n)''$ показано, что при одном только предположении [формула (22) для группы $SU(3)' \otimes SU(3)''$ и аналогичная ей для группы $SU(4)' \otimes SU(4)''$] выполнения алгебры $SU(2)$ для слабых зарядов следует диагональность нейтрального тока. При этом рассмотрен наиболее общий вид адронного тока (14), т. е. допущены все возможные переходы между девятью цветными кварками. Способ построения указанной схемы слабого взаимодействия трехтриплетной модели таков, что его принципиально невозможно применить для случая четырехтриплетной модели. Поэтому физические процессы с участием очарованного цветного кварка описаны с помощью схемы ККМ [25], в которой октетная часть тока в цветовом пространстве порождается смешиванием кварков [см. равенства (46)–(48)].

Для описания обычных адронов использованы усредненные по цветовым индексам физические величины (токи, лагранжианы). Получающиеся в результате такого усреднения нейтральные токи и лагранжианы слабых нелептонных взаимодействий в корне отличаются от соответствующих выражений, построенных непосредственно из токов Кабиббо. В частности, нейтральный ток полностью диагонален и по кварковой структуре совпадает с электромагнитным для трехтриплетной модели [23], но отличается от нейтрального тока ККМ. Удастся также естественным образом построить лагранжиан слабого нелептонного взаимодействия, описывающий процессы распада обычных адронов, в котором задано экспериментально наблюдаемое соотношение между амплитудами

переходов с $\Delta T = 1/2$ и $\Delta T = 3/2$. Фиксируя таким образом параметры тока, мы затем получаем нелептонный лагранжиан для взаимодействий без изменения странности. Такой лагранжиан, в принципе описывает ядерные P -нечетные переходы. Главная его особенность состоит в том, что коэффициенты амплитуд переходов с различными ΔT (0, 1 и 2) являются величинами одного порядка. Необходимо заметить, что в теории Кабиббо амплитуда $\Delta T = 1$ подавлена множителем $\sin^2\theta_c$.

Сделана попытка описать слабые нелептонные распады очарованных частиц лагранжианом, полученным из требования выполнения правила $\Delta T = 1/2$, с помощью которого фиксируются параметры тока ККМ. Результаты в общих чертах не сильно отличаются от следствий теории ГИМ. Однако некоторые особенности схемы ККМ, выявленные при этом анализе, указывают на то, что указанная схема могла бы хорошо описывать правоспиральные токи, если они существуют. Дополнительные теоретические аргументы в пользу сделанного предположения приводятся из аналогии с группой $SU(4)$.

Для описания высокоэнергетических нейтринных реакций использована модель, отличная от двух основных, рассматриваемых в обзоре. Несмотря на ее некоторую несогласованность с принципами калибровочной группы $SU(2) \otimes U(1)$, эта модель обладает основными свойствами, присущими всем цветовым моделям слабого взаимодействия. Показано, что наравне с другими моделями, например квантовой хромодинамикой, слабые токи с физическим цветом также могут описывать современные нейтринные эксперименты.

Все вопросы, рассмотренные в статье, обсуждаются в предположении наблюдаемости цвета. Возможно, цветные кварки имеют дробные заряды, на что уже имеются косвенные экспериментальные указания [45]. Кроме того, модель с ненаблюдаемым цветом считается к настоящему времени также более предпочтительной с теоретической точки зрения, чему, например, способствуют значительные успехи квантовой хромодинамики. В то же время никаких серьезных аргументов ни с теоретической, ни с экспериментальной точки зрения против модели с целыми зарядами выдвинуть в настоящее время невозможно. Более того, как показано при построении лагранжиана, ответственного за P -нечетные ядерные переходы, рассматриваемая модель имеет определенные преимущества по сравнению с моделью дробных зарядов, которая в отношении слабых взаимодействий несет в себе основные черты теории Кабиббо. Необходимо отметить тот факт, что в случае трех триплетов нейтральный ток, усредненный по цветовым индексам, освобождается от самой неприятной особенности тока Кабиббо — он становится полностью диагональным. С такими же явлениями мы встречаемся на протяжении всей работы с цветовыми тока-

ми — практически все физические величины, получаемые усреднением по цветовым индексам, например нелептонные лагранжианы, самым радикальным образом отличаются от соответствующих величин, построенных без учета цветовой степени свободы.

Существенное упрощение работы с большим числом кварков достигается благодаря развитым в статье методам решения уравнений, получаемых с помощью алгебры $SU(2)$ для слабых зарядов. Эти же методы позволяют разделять получаемые токи на «ГИМ-подобные» (в которых из самого решения следует диагональность нейтрального тока) и «неГИМ-подобные». Последние могут быть ответственными за правопиральные связи тяжелых кварков, если такие связи существуют. Обсуждаемые методы без труда переносятся и на другие схемы. В случае различных шестикварковых схем подобная классификация токов проведена, например, в работе [22]. В Приложении 2 проиллюстрирована возможность относительно компактного описания схем с чрезвычайно большим числом параметров. Таким образом, развитые методы построения и последующего изучения слабых адронных токов могут с успехом применяться в любых других многокварковых схемах.

Выражаем благодарность В. Г. Карташевой, А. В. Куликову и В. Е. Рочеву, в совместной работе с которыми получены многие результаты, рассматриваемые в обзоре.

П Р И Л О Ж Е Н И Е 1*

Здесь мы покажем, что условие октетной доминантности в форме, предложенной Катуйя [15], не удовлетворяется током модели АРТ. Свойства последнего выражаются равенствами (26), (23') и (24'). К этим равенствам следует добавить требования (30). Требование выполнения октетной доминантности выражается следующими равенствами:

$$(a_1 + a_2)^2 + (a_2 + a_3)^2 + (a_1 + a_3)^2 - (a_4 - a_5)^2 - (b_4 - b_5)^2 + b_2^2 + c_1^2 = 0; \quad (\text{П.1a})$$

$$(b_1 + b_2)^2 + (b_2 + b_3)^2 + (b_1 + b_3)^2 - (a_4 - a_6)^2 - (b_4 - b_6)^2 + a_2^2 + d_1^2 = 0; \quad (\text{П.1б})$$

$$(a_1 + a_2 + a_3)(b_1 + b_2 + b_3) + a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 + a_7 c_1 + b_7 d_1 + (a_4 - a_6)(b_8 + c_2) + (b_4 - b_6)(a_8 + d_2) = 0; \quad (\text{П.1в})$$

$$(a_5 - a_6)^2 + (b_5 - b_6)^2 - a_3^2 - b_8^2 - c_2^2 - d_2^2 = 0; \quad (\text{П.1г})$$

$$(a_5 - a_6)(b_8 + c_2) + (b_5 - b_6)(a_8 + d_2) = 0; \quad (\text{П.1д})$$

$$a_8 d_2 + b_8 c_2 = 0. \quad (\text{П.1е})$$

Величины, приводимые в левых частях равенств (П.1), — коэффициенты частей лагранжиана со свойством преобразования 27 в $SU(3)$.

Для решения системы (26), (23'), (24'), (30), (П.1) представим ее в другом виде. Замечаем, прежде всего, что из (П.1г)—(П.1е) следует:

$$a_8 + d_2 = \pm(a_5 - a_6); \quad (\text{П.2a})$$

$$b_8 + c_2 = \mp(b_5 - b_6); \quad (\text{П.2б})$$

$$(a_8 - d_2)^2 + (b_8 - c_2)^2 = (a_5 - a_6)^2 + (b_5 - b_6)^2. \quad (\text{П.2в})$$

* Содержание Приложения 1 — результат работы, выполненной авторами совместно с А. В. Куликовым.

Введем далее переменные:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{x} &= (a_5 - a_6)/2; & \tilde{\xi} &= (a_5 + a_6)/2; \\ \tilde{y} &= (b_5 - b_6)/2; & \tilde{\eta} &= (b_5 + b_6)/2; \\ \tilde{z} &= (a_8 - d_2)/2; & \tilde{v} &= (b_8 - c_2)/2, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3})$$

в которых система приобретает более простой вид. Еще раз сделав замену:

$$x = \sin \alpha \tilde{x} + \cos \alpha \tilde{y}; \quad y = \cos \alpha \tilde{x} - \sin \alpha \tilde{y}, \quad (\text{П.4a})$$

и такую же замену для пар (z, v) и (ξ, η) , получаем окончательно систему уравнений:

$$a_1 + z + \xi = 3C; \quad (\text{П.5})$$

$$b_1 + v + \eta = 3S; \quad (\text{П.5б})$$

$$a_1 b_1 + 2x(v + \eta) - 2y(z + \xi) = 0; \quad (\text{П.5в})$$

$$(a_1^2 - b_1^2)/4 + x(z + \xi) + y(v + \eta) = 0; \quad (\text{П.5г})$$

$$9CS + a_1 b_1 - 2xv + 2yz - 2a_1 y + 2b_1 x = 0; \quad (\text{П.5д})$$

$$9(C^2 - S^2)/4 - xz - yv + (a_1^2 - b_1^2)/4 + a_1 x + b_1 y = 0; \quad (\text{П.5e})$$

$$(a_1^2 + b_1^2)/2 + 2x^2 + 2y^2 + z^2 + v^2 + \xi^2 + \eta^2 - 2 = 0; \quad (\text{П.5ж})$$

$$9 + x^2 + y^2 + z^2 + v^2 - a_1^2 - b_1^2 + 4a_1 \xi + 4b_1 \eta = 0; \quad (\text{П.5з})$$

$$z^2 + v^2 = x^2 + y^2, \quad (\text{П.5и})$$

где $C \equiv \cos \theta_c$, $S \equiv \sin \theta_c$. Замечаем прежде всего, что в переменных x, y, z, v, ξ, η уравнения (П.5) параметра α не содержат. Таким образом, количество уравнений больше числа переменных, что указывает на неразрешимость системы. Покажем это. Из (П.5в) и (П.5г) с помощью (П.5а) и (П.5б) находим:

$$x = -(1/2P) [(3S - b_1) a_1 b_1 + (a_1^2 - b_1^2) (3C - a_1)/2]; \quad (\text{П.6a})$$

$$y = -(1/2P) [- (3C - a_1) a_1 b_1 + (a_1^2 - b_1^2) (3S - b_1)/2], \quad (\text{П.6б})$$

где $P = 9 - 6(Ca_1 + Sb_1) + a_1^2 + b_1^2$.

Запишем также полезное для дальнейшего равенство

$$x^2 + y^2 = (a_1^2 + b_1^2)/16P. \quad (\text{П.7})$$

Для нахождения z и v используем уравнения (П.5д) и (П.5e):

$$(x^2 + y^2) z = [9(C^2 - S^2)/4 + (a_1^2 - b_1^2)/4 + a_1 x + b_1 y] x - [(9CS + a_1 b_1)/2 + b_1 x - a_1 y] y; \quad (\text{П.8a})$$

$$(x^2 + y^2) v = [9(C^2 - S^2)/4 + (a_1^2 - b_1^2)/4 + a_1 x + b_1 y] + [(9CS + a_1 b_1)/2 + b_1 x - a_1 y] x. \quad (\text{П.8б})$$

В результате в нашем распоряжении остались только две переменные a_1 и b_1 , которые входят только в комбинациях:

$$a = Ca_1 + Sb_1; \quad b = Cb_1 - Sb_1. \quad (\text{П.9})$$

Действительно,

$$P = 9 - 6a + (a^2 + b^2); \quad (\text{П.10})$$

$$a_1 z + b_1 v = (a^2 + b^2)^{-1} [2(a^2 + b^2)^2 + 9(a^2 - b^2) - 3a(a^2 + b^2) - 27a]; \quad (\text{П.11})$$

$$z^2 + v^2 = (a^2 + b^2)^{-2} \{4(a^2 + b^2)^3 + 3[-4a^5 - 4ab^4 - 8a^3 b^2 + 15a^4 - 9b^4 + 6a^2 b^2 - 54a^3 + 18ab^2 + 81a^2 - 27b^2 - 162a + 243]\}; \quad (\text{П.12})$$

$$Cz + Sv = (a^2 + b^2)^{-2} [2a(a^2 + b^2)^2 - 3(a^2 + b^2) - 27(a^2 - b^2) + 9a^3 - 27ab^2]. \quad (\text{П.13})$$

Теперь легко видеть, что получившаяся система из трех уравнений (П.5ж), (П.5з) и (П.5и) несовместна. Для этого достаточно рассмотреть одно только уравнение $z^2 + v^2 = x^2 + y^2$, используя (П.6) и (П.13) при значениях $-\sqrt{2} \leq a, b \leq +\sqrt{2}$.

Тем самым показано, что следствия, вытекающие из требований к адронному току в цветовой модели [23], находятся в противоречии с условиями равенства нулю амплитуд переходов $\Delta T = 3/2$ [15].

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Здесь мы рассмотрим слабое взаимодействие между кварками и лептонами, составляющими фундаментальный мультиплет в схеме $SU(4)' \otimes SU(4)''$, следуя работам Пати—Салама [47]. Общий вид такого мультиплета следующий:

$$\Psi = \begin{pmatrix} p_1^0 & p_2^+ & p_3^+ & p_4^0 \\ n_1^- & n_2^0 & n_3^0 & n_4^- \\ \lambda_1^- & \lambda_2^0 & \lambda_3^0 & \lambda_4^- \\ \chi_1^0 & \chi_2^+ & \chi_3^+ & \chi_4^0 \end{pmatrix}. \tag{П.14}$$

Здесь четвертая строка и четвертый столбец могут обозначать очарованные кварки и лептоны (известные и тяжелые).

Выпишем теперь матрицу слабых переходов между составляющими мультиплета (П.14). Система обозначений в этой матрице такая же, как и в матрицах (14) и (50), а вновь вводимые элементы [т. е. коэффициенты переходов, в которых участвуют кварки и лептоны четвертого столбца (П.14)] отмечены двумя штрихами. Итак,

$$M^+ = \begin{pmatrix} 0 & a_1 & b_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{17}'' & a_{18}'' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_1' & b_1' & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{15}'' & a_{16}'' & 0 \\ a_4 & 0 & 0 & a_4' & 0 & a_2 & b_2 & 0 & 0 & c_1 & a_7 & 0 & a_{13}'' & 0 & 0 & 0 & a_{14}'' \\ 0 & a_5 & b_8 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{11}'' & a_{12}'' & 0 \\ 0 & c_2 & a_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_1'' & c_2'' & 0 \\ a_5' & 0 & 0 & a_6' & 0 & a_2' & b_2' & 0 & 0 & c_1' & a_7' & 0 & a_9 & 0 & 0 & 0 & a_{10}'' \\ b_4 & 0 & 0 & b_4' & 0 & b_7 & d_1 & 0 & 0 & a_3 & b_3 & 0 & b_3'' & 0 & 0 & 0 & b_4'' \\ 0 & b_5 & d_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b_1'' & b_2'' & 0 \\ 0 & a_8 & b_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_5'' & a_6'' & 0 \\ b_5' & 0 & 0 & b_6' & 0 & b_7' & d_1' & 0 & 0 & a_3' & b_3' & 0 & a_7'' & 0 & 0 & 0 & a_8'' \\ 0 & a_{19}'' & b_5'' & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_1'' & a_2'' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{20}'' & b_6'' & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_3'' & a_4'' & 0 \end{pmatrix}. \tag{П.15}$$

В матрице (П.15) 64 отличных от нуля элемента, следовательно, система, получаемая из требования выполнения алгебры слабых токов $SU(2)$, $[M^+, [M^+, M^-]] = 2M^+$, содержит 64 уравнения. Как и в случае

матрицы (14), здесь также удобно сгруппировать элементы матрицы M^+ на соответствующие «векторы». Напомним, что векторы X и Y из набора (19) — это деленные на $\sqrt{2}$ второй и третий столбцы матрицы (14) без нулевых элементов, а векторы Z и V — это четвертая и седьмая строки. Точно по такому же принципу строятся векторы в данном случае, а именно, обозначим через вектор X деленный на $\sqrt{2}$ второй столбец (без нулевых элементов) матрицы (П.15). Векторы Y , X_1 и Y_1 — это третий, четырнадцатый и пятнадцатый столбцы соответственно. Через векторы Z , Z_1 , V , V_1 обозначим соответственно пятую, восьмую, девятую и двенадцатую строки с порядком возрастания номеров координат слева направо без учета равных нулю элементов. Необходимая система 64 уравнений для нахождения связи между элементами матрицы M^+ записывается тогда в следующем компактном виде всего из восьми уравнений:

$$\left. \begin{aligned}
 & 2X^2X + 2(XY)Y + 2(XX_1)X_1 + 2(XY_1)Y_1 - (XZ)Z - \\
 & - (XV)V - (XZ_1)Z_1 - (XV_1)V_1 = X; \\
 & 2V^2Y + 2(XY)X + 2(YX_1)X_1 + 2(YV_1)V_1 - \\
 & - (YZ)Z - (YV)V - (YZ_1)Z_1 - (YV_1)V_1 = Y; \\
 & 2Z^2Z + 2(ZV)V + 2(ZZ_1)Z_1 + 2(ZV_1)V_1 - \\
 & - (ZX)X - (ZY)Y - (ZX_1)X_1 - (ZY_1)Y_1 = Z; \\
 & 2V^2V + 2(ZV)Z + 2(Z_1V)Z_1 + 2(VV_1)V_1 - \\
 & - (VX)X - (VY_1)Y_1 - (VY)Y - (VX_1)X_1 = V; \\
 & 2X_1^2X_1 + 2(X_1X)X + 2(X_1Y)Y + 2(X_1Y_1)Y_1 - \\
 & - (X_1Z)Z - (X_1V)V - (X_1Z_1)Z_1 - (X_1V_1)V_1 = X_1; \\
 & 2Y_1^2Y_1 + 2(Y_1X)X + 2(Y_1Y)Y + 2(Y_1X_1)X_1 - \\
 & - (Y_1Z)Z - (Y_1V)V - (Y_1Z_1)Z_1 - (Y_1V_1)V_1 = Y_1; \\
 & 2Z_1^2Z_1 + 2(Z_1Z)Z + 2(Z_1V)V + 2(Z_1V_1)V_1 - \\
 & - (Z_1X)X - (Z_1Y)Y - (Z_1X_1)X_1 - (Z_1Y_1)Y_1 = Z_1; \\
 & 2V_1^2V_1 + 2(V_1Z)Z + 2(V_1V)V + 2(Z_1V_1)Z_1 - \\
 & - (V_1X)X - (V_1Y)Y - (X_1V_1)X_1 - (V_1Y_1)Y_1 = V_1.
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.16})$$

Метод решения системы (П.16) точно такой же, как и системы (20), т. е. умножаем каждое из уравнений (П.16) поочередно на каждый из векторов X , Y , Z , V , X_1 , Y_1 , Z_1 и V_1 и снова получаем систему из 64 уравнений, но уже для инвариантов, составленных из этих векторов, т. е. систему, аналогичную системе (21). Из-за чрезвычайной громоздкости записи мы не выписываем здесь получившуюся систему, однако укажем важное условие, при котором ее решаем. Это условие — полный аналог условия (22) и содержит его как частный случай. Именно, потребуем:

$$\text{Det} \begin{pmatrix} (XZ) & (XV) & (XZ_1) & (XV_1) \\ (YZ) & (YV) & (YZ_1) & (YV_1) \\ (X_1Z) & (X_1V) & (X_1Z_1) & (X_1V_1) \\ (Y_1Z) & (Y_1V) & (Y_1Z_1) & (Y_1V_1) \end{pmatrix} \neq 0. \quad (\text{П.17})$$

Как и в случае $SU(3)' \otimes SU(3)''$, условие (П.17) обеспечивает диагональность нейтрального тока, получаемого коммутацией заряженных токов, $M^0 = [M^+, M^-]/2$. При выполнении условия (П.14) искомые инварианты

имеют следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} X^2 = Y^2 = Z^2 = V^2 = X_1^2 = Y_1^2 = Z_1^2 = V_1^2 = 1; \\ (XY) = (XX_1) = (XY_1) = (Y_1X_1) = (YY_1) = (YX_1) = (ZZ_1) = \\ = (ZV) = (ZV_1) = (VV_1) = (VZ_1) = (Z_1V_1) = 0; \\ (XZ) = 2 \cos \alpha \cos \beta; \quad (YZ) = 2 \cos \alpha \sin \beta; \quad (X_1Z) = 2 \sin \alpha \cos \gamma; \\ (Y_1Z) = 2 \sin \alpha \sin \gamma; \quad (XZ_1) = 2 \sin \alpha \cos \beta; \quad (YZ_1) = 2 \sin \alpha \sin \beta; \\ (X_1Z_1) = -2 \cos \alpha \cos \gamma; \quad (Y_1Z_1) = -2 \cos \alpha \sin \gamma; \quad (XV) = 2 \cos \delta \sin \beta; \\ (YV) = -2 \cos \beta \cos \delta; \quad (X_1V) = 2 \sin \gamma \sin \delta; \quad (Y_1V) = -2 \cos \gamma \sin \delta; \\ (XV_1) = 2 \sin \beta \sin \delta; \quad (YV_1) = -2 \cos \beta \sin \delta; \quad (X_1V_1) = -2 \sin \gamma \cos \delta; \\ (Y_1V_1) = 2 \cos \gamma \cos \delta, \end{aligned} \right\} \text{(П.18)}$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — произвольные параметры.

Подставляя найденные значения инвариантов (П.18) в исходную систему уравнений (П.16), получаем ее общее решение:

$$\left. \begin{aligned} Z &= \cos \alpha \cos \beta X + \sin \alpha \cos \beta Y + \sin \beta \cos \gamma X_1 + \sin \beta \sin \gamma Y_1; \\ Z_1 &= \cos \alpha [\sin \beta X + \sin \alpha \sin \beta Y + \cos \beta \cos \gamma X_1 - \cos \beta \sin \gamma Y_1]; \\ V &= \sin \alpha \cos \delta X - \cos \alpha \cos \delta Y + \sin \gamma \sin \delta X_1 - \cos \gamma \sin \delta Y_1; \\ V_1 &= \sin \alpha [\sin \delta X - \cos \alpha \sin \delta Y - \sin \gamma \cos \delta X_1 + \cos \gamma \cos \delta Y_1]. \end{aligned} \right\} \text{(П.19)}$$

Кроме того, на 32 параметра, составляющих векторы X, Y, X_1, Y_1 , накладывается десять условий [см. (П.18)]:

$$X^2 = Y^2 = X_1^2 = Y_1^2 = 1; \quad \text{(П.20)}$$

$$(XY) = (XX_1) = (XY_1) = (YX_1) = (YY_1) = (X_1Y_1) = 0. \quad \text{(П.21)}$$

Таким образом, вместе с параметрами α, β, γ и δ мы получаем ток, зависящий от 26 параметров, после того как условие алгебры $SU(2)$ для слабых зарядов выполнено.

Полученное решение (П.19)–(П.21) для матрицы M^+ следует теперь подставить в выражение для нейтрального тока $M^0 = [M^+, M^-]/2$. Прямыми вычислениями легко показать, что получающийся ток полностью диагонален и по кварковой структуре совпадает с электромагнитным, т. е. имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} J_\mu^0 &= (\tilde{p}_2^2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) p_2) + (\tilde{p}_3 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) p_3) - (\tilde{n}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) n_1) - \\ &- (\tilde{\lambda}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda_1) - (\tilde{n}_4 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) n_4) - (\tilde{\lambda}_4 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda_4) + \\ &+ (\tilde{\chi}_2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \chi_2) + (\tilde{\chi}_3 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \chi_3). \end{aligned} \quad \text{(П.22)}$$

Таким образом, решение (П.19)–(П.21) полностью аналогично решению (26), (23'), (24') группы $SU(3)' \otimes SU(3)''$, а требование (П.17) соответствует требованию (22).

Переход от группы $SU(4)' \otimes SU(4)''$ к $SU(3)' \otimes SU(3)''$ осуществляется самым прямым образом: X_1, Y_1, Z_1 и V_1 полагаем равными нулю, а X, Y, Z и V берем «укороченными», т. е. X, Y, Z и V — из определения (19). Определитель (П.17) переходит в определитель (22).

Теперь легко видеть, что подобный переход к группе $SU(4)' \otimes SU(3)''$ не возможен без того, чтобы не нарушилось возникающее в этом случае условие, аналогичное условиям (П.17) и (22). Действительно, если попытаться получить решение только что описанным способом, то необходимо в случае

матрицы M^+ группы $SU(4)' \otimes SU(3)$ ввести свои «векторы», т. е. через X обозначить (с соответствующими оговорками) второй столбец матрицы (50), через Y — третий столбец, а векторы Z , Z_1 , V и V_1 — это пятая, восьмая, девятая и двенадцатая строки той же матрицы (50). Векторы X_1 и Y_1 при этом равны нулю. Если подставить их в определитель (П.17), то получим противоречие с (П.17), так как этот определитель тогда с необходимостью равен нулю, и мы не имеем возможности получить решение, аналогичное (П.19) — (П.24). Таким образом, метод, описанный в настоящем Приложении и в тексте, не применим в случае модели трех кваркетов. Одним из примеров слабого тока, который можно получить в этом случае, является ток модели ККМ, рассматриваемой в обзоре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gell-Mann M. The Eight-Fold Way, CTSL-20, 1964.
2. Neeman Y.—Nucl. Phys. B, 1961, v. 26, p. 222.
3. Gell-Mann M.—Phys. Lett. B, 1964, v. 8, p. 214.
4. Zweg G. Preprints CERN, 8182/TH.401, 8419/TH.412. Geneva, 1964.
5. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавкхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965; Tavkhelidze A. N. In: Proc. of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles. Vienna, 1965, p. 763.
6. Han M., Nambu Y.—Phys. Rev. B, 1965, v. 139, p. 1006; Miamoto Y.—Prog. Theor. Phys., Suppl., 1965.
7. Greenberg O. W.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 598.
8. Говорков А. Б. Препринт ОИЯИ, P2-5871. Дубна, 1971; Герасимов С. Б., Говорков А. Б.—Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 306.
9. Greenberg O. W., Nelson C. A.—Phys. Repts C, 1977, v. 32, N 2, p. 69.
10. Говорков А. Б.—ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 5, с. 1056.
11. Chanowitz M. S. Preprint LBL-4237, Berkley, 1975.
12. Cabibbo N., Maiani L., Preparata G.—Phys. Lett. B, 1967, v. 25, p. 132.
13. Fujii K. e.a.—Prog. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 975; Tamura S., Fujii K.—Ibid., p. 995.
14. Gell-Mann M.—Physica, 1964, v. 1, p. 63; Gell-Mann M., Neeman Y.—Ann. Phys., 1964, v. 30, p. 360.
15. Katuya M.—Lett. Nuovo cimento, 1975, v. 13, p. 259.
16. Katuya M., Fujii K., Tamura S.—Prog. Theor. Phys., 1973, v. 50, p. 1675.
17. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.—Phys. Rev. D, 1970, v. 2, p. 1285.
18. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Тихонин Ф. Ф. Препринт ИФВЭ, ОТФ 75-103. Серпухов, 1975.
19. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Тихонин Ф. Ф.—Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 523.
20. Mohapatra R.—Phys. Rev. D, 1972, v. 6, p. 2023.
21. De Rujula A., Georgi H., Glashow S. L.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 69.
22. Алексеев А. И., Тихонин Ф. Ф.—Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 625.
23. Арбузов Б. А., Рочев В. Е., Тихонин Ф. Ф.—Препринт ИФВЭ, ОТФ 75-152. Серпухов, 1975; Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 159.
24. Анпилова Т. Е., Бабаев З. Р., Замиралов В. С. Препринт ИФВЭ, ППК, 76-119. Серпухов, 1976; Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 1036.
25. Katuya M., Koide Y.—Phys. Rev. D, 1977, v. 16, p. 165.
26. Арбузов Б. А., Рочев В. Е., Тихонин Ф. Ф. Доклад, представленный на Междунар. конференции в Тбилиси, 1976.
27. Suzuki M.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1553.
28. Липманов Э. М.—Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 833.
29. Katuya M., Koide Y.—Lett. Nuovo cimento, 1977, v. 18, p. 21.
30. Miura K., Minamikawa T.—Prog. Theor. Phys., 1967, v. 38, p. 954.

31. Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. Киев, Наукова думка, 1967, с. 625.
32. Nelson C. A., Sebastian K. J.,— *Phys. Rev.*, 1973, v. 8, p. 3144; Sebastian K. J.— *Nuovo cimento A*, 1975, v. 29, p. 548.
33. Goto T., Hara O., Ishida S.— *Progr. Theor. Phys.*, 1970, v. 43, p. 849.
34. Gronau M.—*Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 28, p. 188; *Phys. Rev. D*, 1972, v. 5, p. 118; p. 1877.
35. Gaillard M. K., Lee B. W.— *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 33, p. 108.
36. Aefarelli G., Maiani L.— *Phys. Lett. B*, 1974, v. 52, p. 351.
37. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 123; 1977, т. 72, с. 1275; *Nucl. Phys. B*, 1977, т. 120, p. 316.
38. Арбузов Б. А., Компанец В. Г., Тихонин Ф. Ф.— *Ядерная физика*, 1978, т. 28, с. 187.
39. Donoghue J. F.— *Phys. Rev. D*, 1976, v. 13, p. 2064; 1977, v. 15, p. 184.
40. Danilov G. S.— *Nucl. Phys. B*, 1973, v. 60, p. 221; Dubovik V. M., Zamirlov V. S.— *Lett. Nuovo cimento*, 1978, v. 22, p. 21; Konuma M., Oka T. Kyoto University preprints RIEP-337, 338, Japan, 1978.
41. Лобашов и др.— Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 3, с. 268; 1977, т. 5, с. 73.
42. Konuma M. e.a.—*Progr. Theory Phys. Suppl.*, 1976, v. 60, p. 203.
43. Katuya M., Koide Y.— *Phys. Rev. D*, 1978, v. 17, p. 1468.
44. Arbuzov B. A., Cartasheva V. G., Tikhonin F. F. Preprint ИИЕР, 78-66. Serpukhov, 1978.
45. Tsai S. Y.— *Progr. Theor. Phys.*, 1972, v. 47, p. 1331; 1978, v. 59, p. 214.
46. Tsai S. Y., Somekawa Y.— *Ibid.*, 1978, v. 60, p. 629.
47. Pati J. C., Salam A.— *Phys. Rev. D*, 1973, v. 8, p. 1240; 1974, v. 10, p. 275; Pati J. C. University of Maryland preprint 76-071, Maryland, 1976; Pati J. C. University of Maryland preprint, 78-166. Maryland, 1978.
48. Bosetti P. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1977, v. 70, p. 273; Barish B. C. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 1595; 1978, v. 40, p. 1414.
49. Eichten T. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1973, v. 46, p. 274; Deden H. e.a.— *Nucl. Phys. B*, 1975, v. 85, p. 269.
50. Buras A. J., Gaemers K. J. F.— *Phys. Lett. B*, 1977, v. 71, p. 106.
51. Harari H.— *Phys. Repts C*, 1978, v. 42, p. 235.
52. Fritzh H., Minkovski P.—*Phys. Lett. B*, 1975, v. 61, p. 275.
53. Abe Y., Fujii K., Sato K.— *Progr. Theor. Phys.*, 1977, v. 58, p. 1849; Abe Y. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1979, v. 81, p. 371.
54. Binnie D. M. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1979, v. 83, p. 141.