5871

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2 - 5871

А.Б. Говорков

СИММЕТРИЧНАЯ ТРЕХТРИПЛЕТНАЯ МОДЕЛЬ АДРОНОВ БЕЗ КВАРКОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1971

P2 - 5871

А.Б. Говорков

СИММЕТРИЧНАЯ ТРЕХТРИПЛЕТНАЯ МОДЕЛЬ АДРОНОВ БЕЗ КВАРКОВ

Рассмотрение кварков как реальных частиц вызывает серьезные возражения. Во-первых, это связано с отсутствием до настоящего времени свидетельств в пользу существования частиц с дробным зарядом в свободном состоянии. Во-вторых, симметрия спин-унитарно-спиновой части волновой функции трех кварков, образующих барионные мультиплеты, вызывает трудности с применением к кваркам обычной статистики Ферми-Дирака.

Существует трехтриплетная модификация кварковой модели адронов /1-4/, в основу которой положен не триплет, а нонет фундаментальных частиц с целыми (0, ± 1) зарядами. Такая модель свободна от указанных трудностей, но приводит к возможности существования большого числа новых адронных мультиплетов.

Обычно /2,3/ в трехтриплетной модели постулируется наличие симметрии относительно группы $SU(3)' \times SU(3)''$, а физическая группа $SU(3)$ рассматривается как подгруппа этого прямого произведения.

Мы будем рассматривать трехтриплетную модель с меньшей дополнительной симметрией. Предположим, что фундаментальное поле f_{ai} обладает следующими свойствами:

А. Относительно индексов a, принимающих три значения λ, p, n, предполагается наличие обычной $SU(3)$ -симметрии со всеми ее нарушениями.

Б. Относительно индексов i, определяющих номер триплета, $i = 1,2,3$, предполагается наличие дискретной перестановочной симметрии S_3, состоящей из 6-ти элементов.

Таким образом, в нашей модели предполагается наличие симметрии относительно группы $SU(3) \times S_3$. Перестановочная симметрия является, пожалуй, наименьшей из всех симметрий, какие можно потребовать от трехтриплетной модели. Можно предположить поэтому, что она и слабее всего нарушена. Можно, например, считать, что ее нарушение, по аналогии с изосимметрией, происходит лишь за счёт электромагнитного взаимодействия.

в) Электрический заряд отдельных компонент фундаментального поля мы предполагаем имеющим целочисленные (0, ±1) значения. Оператор электрического заряда мы задаем в виде

$$Q = \sum_{a,i} Q_{ai}(a^+_{ai}\, a_{ai} - b^+_{ai}\, b_{ai}). \tag{1}$$

Операторы a и b относятся к частицам и античастицам соответственно; числовые значения зарядов Q_{ai} приведены в таблице 1.

Таблица 1. Квантовые числа фундаментального нонета

	Y	I_3	Q	C
$t_{\lambda 1}$	$-2/3$	0	-1	-2
$t_{p 1}$	$1/3$	$1/2$	0	-2
$t_{n 1}$	$1/3$	$-1/2$	-1	-2
$t_{\lambda 2}$	$-2/3$	0	0	1
$t_{p 2}$	$1/3$	$1/2$	1	1
$t_{n 2}$	$1/3$	$-1/2$	0	1
$t_{\lambda 3}$	$-2/3$	0	0	1
$t_{p 3}$	$1/3$	$1/2$	1	1
$t_{n 3}$	$1/3$	$-1/2$	0	1

Формула Гелл-Манна – Нишиджимы видоизменяется добавлением нового квантового числа

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y + \frac{1}{3}C. \qquad (2)$$

Значения этого квантового числа C для фундаментального нонета представлены в таблице 1.

Основное требование состоит в том, что физические состояния должны являться собственными состояниями заряда и одновременно удовлетворять требованиям перестановочной симметрии S_3, то-есть являться векторами неприводимых представлений этой группы. Иначе для физических состояний должно иметь место

$$[Q,P]|\zeta> = 0 \qquad (3)$$

для любой перестановки $P \in S_3$. Любую перестановку можно осуществить с помощью последовательного применения лишь двух транспозиций P_{12} и P_{13}, для которых имеет место

$$[Q,P_{1j}] = P_{1j} \sum_{a} (a^+_{a1} a_{a1} - a^+_{aj} a_{aj} - b^+_{a1} b_{a1} + b^+_{aj} b_{aj}), \qquad (4)$$

где $j = 2,3$. Составив многочастичные комбинации

$$\sum_{\substack{i,\dots,k \\ \ell,\dots,n}} y_{i\dots k;\ell\dots n}\, a^+_{ai}(r) \dots a^+_{\beta k}(s) b^+_{\sigma\ell}(t) \dots b^+_{\kappa n}(u)|0>, \qquad (5)$$

где $r, \dots, u$ означают величины пространственно-спиновых состояний, можно убедиться в том, что условию (3) удовлетворяют лишь состояния с числом частиц, кратным трем, и произвольным числом пар частица-античастица. В частности, запрещены однокварковые и бикварковые состояния, но разрешены кварк-антикварковые состояния

$$\sum_{i=1}^{3} y_{ii}\, a^+_{ai}(r) b^+_{\beta i}(s)|0> \qquad (6)$$

и трехкварковые состояния

$$\sum_{i \neq j \neq k \neq i = 1}^{3} y_{ijk}\, a^+_{ai}(r) a^+_{\beta j}(s) a^+_{\gamma k}(t)|0>. \qquad (7)$$

Оказывается, что разрешенные состояния обладают равным нулю числом C и для них формула Гелл-Манна-- Нишиджимы (2) принимает обычный вид. Таким образом, мы получаем обычную $SU(3)$ классификацию мезонных и барионных состояний, рассматриваемых как связанные состояния $t\bar{t}$ и ttt фундаментального нонета.

Следует отметить, что запрет существования кварков в свободном состоянии был получен также в модели трех паракварковых триплетов /5/. Однако в этой модели рассматривались не все неприводимые представления парастатистики. Поэтому дополнительные мезонные и барионные мультиплеты, которые обычно возникают в трехтриплетных моделях и к рассмотрению которых мы сейчас перейдем, в модели паракварков оказались опущенными. Если же рассматривать все неприводимые представления парастатистики, то изложенный в настоящей работе подход и подход в рамках парастатистики оказываются эквивалентными /6/.

Теперь мы перейдем к распределению допустимых состояний по неприводимым представлениям группы S_3 .

Для мезонов мы получаем два неприводимых представления. Симметричное представление $\ydiagram{3}$ определяется числовыми коэффициентами

$$y_{ii} = 1/\sqrt{3}, \quad i = 1,2,3. \tag{8}$$

Представление смешанной симметрии $\ydiagram{2,1}$ состоит из двух комбинаций, коэффициенты которых определены с точностью до ортогонального поворота на угол θ ,

$$\ydiagram{2,1}', \; y'_{11} = 2\cos\theta/\sqrt{6}, \quad y'_{22} = -(\cos\theta + \sqrt{3}\sin\theta)/\sqrt{6}, \quad y'_{33} = (-\cos\theta + \sqrt{3}\sin\theta)/\sqrt{6},$$

$$\ydiagram{2,1}'', \; y''_{11} = 2\sin\theta/\sqrt{6}, \quad y''_{22} = (\sqrt{3}\cos\theta - \sin\theta)/\sqrt{6}, \quad y''_{33} = (-\sqrt{3}\cos\theta + \sin\theta)/\sqrt{6}. \tag{9}$$

Каждое из представлений (8), (9) определяет собой серию мезонных мультиплетов. Если объединить спиновые переменные с унитарными индексами, то при заданном относительном пространственном состоянии мы будем иметь соответствующие спин-унитарно-спиновые мультиплеты группы $SU(6)$. Симметричному представлению (8) сопоставляется обычный 36-плет мезонов и серия их L-возбуждений. Двум комбинациям (9) смешанного представления будут соответствовать две вырожденные серии 36-плетов мезонов. Соответственно возникают пары вырожденных псевдоскалярные и векторных мезонов с одинаковыми квантовыми числами. Снятие подобного вырождения, а также определение угла θ, может произойти лишь в теории с нарушением S_3-симметрии.

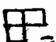
Для барионов мы получаем четыре неприводимых представления группы S_3. Симметричное и антисимметричное представления одномерны и определяются, соответственно, коэффициентами

 $$Y_{ijk} = 1/\sqrt{6}, \quad i \neq j \neq k \neq i, \tag{10}$$

 $$Y_{ijk} = (1/\sqrt{6})\,\epsilon_{ijk}, \tag{11}$$

где ϵ_{ijk} – антисимметричный тензор ($\epsilon_{123} = 1$). Имеется еще два двумерных неприводимых представления смешанной симметрии, коэффициенты которых мы можем (с точностью до поворота) выбрать в виде

 $_{\mathrm{I}}$
$$\begin{gathered} Y'_{123} = Y'_{213} = -Y'_{312} = -Y'_{321} = 1/2, \quad Y'_{132} = Y'_{231} = 0, \\ Y''_{123} = -\frac{1}{2}Y''_{132} = -Y''_{213} = -\frac{1}{2}Y''_{231} = Y''_{312} = -Y''_{321} = 1/2\sqrt{3}, \end{gathered} \tag{12}$$

 $_{\mathrm{II}}$
$$\begin{gathered} Y'_{123} = -\frac{1}{2}Y'_{132} = Y'_{213} = -\frac{1}{2}Y'_{231} = Y'_{312} = Y'_{321} = 1/2\sqrt{3}, \\ Y''_{123} = -Y''_{213} = -Y''_{312} = Y''_{321} = 1/2, \quad Y''_{132} = Y''_{231} = 0. \end{gathered} \tag{13}$$

Каждое из представлений (10)-(13) определяет собой серию барионных мультиплетов. Представим полную волновую функцию кварков в виде произведения функций, относящихся к S_3, $SU(6)$ и пространственным переменным, соответственно,

$$\Psi_{tot} = \Psi_{S_3} \times \Psi_{SU(6)} \times \Psi_{space} \,. \tag{14}$$

При фиксированных S_3 и пространственных состояниях мы получим $SU(6)$-мультиплеты, приведенные в таблице 2.

Таблица 2. Барионные мультиплеты

Ψ_{tot}	Ψ_{S_3}	$\Psi_{SU(6)}$	Ψ_{space}	$SU(6)$ -мультиплеты	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{3}$	$\ydiagram{3}$	56	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{2,1}$	70	L- возбуждения
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{1,1,1}$	20	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{3}$	$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{3}$	20	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{3}$	$\ydiagram{3}$	$\ydiagram{1,1,1}$	56	L- возбуждения
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{3}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{2,1}$	70	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{3}$	70	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{3}$	$\ydiagram{2,1}$	56	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{1,1,1}$	70	L- возбуждения
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{2,1}$	20	
$\ydiagram{1,1,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{2,1}$	$\ydiagram{2,1}$	70	

Обычному 56-плету барионов сопоставляется[1] антисимметричное представление (11). Высшие L -возбуждения этого мультиплета дают 70- и 20-плеты, первый из которых хорошо укладывается в существующие данные по резонансной спектроскопии[7]. Таким образом, эта серия соответствует симметричной кварковой модели[8]. Можно показать, что все электромагнитные свойства обычных барионов и мезонов сохраняются. Так, если принять магнитные моменты частиц фундаментального нонета пропорциональными их зарядам, то для отношения магнитных моментов протона и нейтрона получается известное соотношение – 3/2.

Помимо обычных барионных мультиплетов возникают дополнительные серии мультиплетов, отвечающие другим представлениям группы S_3: (10), (12) и (13). Они начинаются с 20- и 70-плетов в пространственном S-состоянии и, наоборот, содержат 56-плеты среди своих L-возбуждений.

Теперь мы попытаемся оценить некоторые из возможных проявлений новых перечисленных выше адронных мультиплетов.

В рамках сильного взаимодействия, которое предполагается обладающим S_3-симметрией, состояния, принадлежащие к различным неприводимым представлениям группы S_3 , могут быть расщеплены. Новые частицы могут оказаться имеющими массы существенно большими масс обычных частиц. В то же время в рамках сильного взаимодействия разрешены лишь такие переходы, для которых схемы Юнга рождаемых частиц содержатся в прямом произведении схем Юнга уничтожаемых частиц. В частности, в реакциях, когда в начальном состоянии содержатся лишь обычные частицы (одномерные схемы Юнга), может появиться лишь не менее двух необычных частиц (двумерные схемы Юнга). Таким образом, должна иметь место ассоциативность рождения необычных частиц. Аналогично необычная частица, принадлежащая к смешанному представлению, не может распадаться лишь на обычные частицы.

Мы, конечно, ничего не можем сказать о характере нарушения S_3 -симметрии. Более определенным в рамках нашей модели является электромагнитное взаимодействие. Оператор электрического тока фундаментального нонета мы предположим имеющим такую же структуру, какую имеет оператор заряда (1). Тогда мы можем переписать такой ток в виде разложения по неприводимым представлениям группы S_3

$$
J_\mu^{e.m.} = \sqrt{3}\ \square\square\square\ (J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^8) - \tag{15}
$$
$$
-2\left(\cos\theta\ \begin{smallmatrix}\square\square\\ \square\end{smallmatrix}'\ J_\mu^0 + \sin\theta\ \begin{smallmatrix}\square\square\\ \square\end{smallmatrix}''\ J_\mu^0\right),
$$

где

$$
\square\square\square\ J = \frac{1}{\sqrt{3}} (J_1 + J_2 + J_3), \tag{16}
$$

$$
\begin{smallmatrix}\square\square\\ \square\end{smallmatrix}'\ J = \frac{1}{\sqrt{6}} [2\cos\theta\, J_1 - (\cos\theta + \sqrt{3}\sin\theta) J_2 - (\cos\theta - \sqrt{3}\sin\theta) J_3], \tag{17}
$$

$$
\begin{smallmatrix}\square\square\\ \square\end{smallmatrix}''\ J = \frac{1}{\sqrt{6}} [2\sin\theta\, J_1 + (\sqrt{3}\cos\theta - \sin\theta) J_2 - (\sqrt{3}\cos\theta + \sin\theta) J_3]\ . \tag{18}
$$

Верхние индексы в (15) определяют унитарную структуру токов

$$
J_\mu^8 = \frac{1}{2} \bar{t} \gamma_\mu \lambda^8 t, \quad J_\mu^3 = \frac{1}{2} \bar{t} \gamma_\mu \lambda^3 t, \quad J_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{t} \gamma_\mu \lambda^0 t\ , \tag{19}
$$

где λ^8 и λ^3 –известные матрицы Гелл–Манна, а λ^0 – единичная матрица, определяющая унитарно–синглетный ток.

"Симметричный" ток в (15) имеет обычную унитарную структуру, тогда как ток, относящийся к смешанному представлению, является унитарным синглетом. Вследствие этого обычные мезоны и барионы сохраняют все свои прежние электромагнитные свойства, если величина расщепления по массе, обусловленного электромагнитным взаимодействием, много меньше величины расщепления, связанного с принадлежностью к различным неприводимым представлениям группы S_3 . (В действительности небольшая примесь синглетного тока для обычных частиц, пропорциональная этому отношению, будет присутствовать).

Мы можем, как обычно, на основе асимптотических спектральных представлений получить для обычных векторных мезонов (ρ , ω , ϕ) известные правила сумм Вайнберга. Для новых векторных мезонов, относящихся к смешанному представлению, в аналогичных правилах "работать" будет лишь синглетная часть тока (15). Поэтому вклад в эти правила сумм будут давать лишь унитарно–синглетные новые векторные мезоны. Мы сделаем предположение, что асимптотически спектральные плотности, соответствующие "симметричному" току и току "смешанного представления", равны друг другу

$$\rho_{\square\square\square} = \rho_{\begin{smallmatrix}\square\square\\ \square\end{smallmatrix}} \,. \tag{20}$$

Тогда с помощью обычной процедуры [9] мы получим аналог правил сумм Вайнберга для ширин и масс двух новых синглетных векторных мезонов

$$\begin{aligned} &\Gamma_{sing\ell' \to e^+ e^-} m_{sing\ell'} + \Gamma_{sing\ell'' \to e^+ e^-} m_{sing\ell''} = \\ &= \Gamma_{\rho \to e^+ e^-} m_\rho + \Gamma_{\omega \to e^+ e^-} m_\omega + \Gamma_{\phi \to e^+ e^-} m_\phi \,. \end{aligned} \tag{21}$$

Мы предполагаем также асимптотическое равенство спектральных плотностей, соответствующих двум токам смешанного представления,

$$\rho_{\begin{smallmatrix}\square\square\\ \square\end{smallmatrix}'} = \rho_{\begin{smallmatrix}\square\square\\ \square\end{smallmatrix}''} \,. \tag{22}$$

Отсюда мы получаем правило

$$\sin^2\theta \, m_{sing\ell'} \Gamma_{sing\ell' \to e^+ e^-} = \cos^2\theta \, m_{sing\ell''} \Gamma_{sing\ell'' \to e^+ e^-} . \tag{23}$$

Теперь мы получим грубую оценку нижней границы массы новых синглетных векторных мезонов. Известно, что расчеты по наивной модели векторной доминантности с учетом лишь обычных векторных мезонов (ρ , ω , ϕ) приводят к несколько заниженным значениям сечения высокоэнергетического комптон-эффекта на нуклонах, если для констант переходов гамма-кванта в векторные мезоны принять значения, полученные из экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках. Во всяком случае, не входя в противоречие с экспериментом [10,11], можно предположить, что вклад в амплитуду комптон-эффекта от новых синглетных векторных мезонов составляет 10 ÷ 20%. Мы положим для оценки

$$\begin{aligned} &g^2_{\gamma s'} A_{s'p \to s'p} + g^2_{\gamma s''} A_{s''p \to s''p} \lesssim \\ &\lesssim (0{,}1 \div 0{,}2)\left(g^2_{\gamma_\rho} A_{\rho p \to \rho p} + g^2_{\gamma\omega} A_{\omega p \to \omega p} + g^2_{\gamma\phi} A_{\phi p \to \phi p} \right), \end{aligned} \tag{24}$$

где $g_{\gamma V}$ есть константа перехода гамма-кванта в векторный мезон, $A_{Vp\to Vp}$ – амплитуда рассеяния векторного мезона на протоне. Относительно последней величины мы сделаем грубое предположение о том, что она не зависит от типа векторного мезона. Тогда мы получим

$$g^2_{\gamma s'}+g^2_{\gamma s''}\approx(0{,}1\div0{,}2)(g^2_{\gamma\rho}+g^2_{\gamma\omega}+g^2_{\gamma\phi}). \tag{25}$$

Если теперь учесть, что $\Gamma_{V\to e^+e^-}\propto g^2_{\gamma V}\,m_V$, то правило (21) переписывается в виде

$$g^2_{\gamma s'}m^2_{s'}+g^2_{\gamma s''}m^2_{s''}=g^2_{\gamma\rho}m^2_\rho+g^2_{\gamma\omega}m^2_\omega+g^2_{\gamma\phi}m^2_\phi. \tag{26}$$

Для оценки мы положим $m_{s'}\approx m_{s''}$ и $m_\rho\approx m_\omega\approx m_\phi$. Тогда из (26) получим

$$m^2_s=m^2_\rho(g^2_{\gamma\rho}+g^2_{\gamma\omega}+g^2_{\gamma\phi})/(g^2_{\gamma s'}+g^2_{\gamma s''}).$$

Используя (25), мы получаем оценку для величины массы новых синглетных векторных мезонов

$$m^2_s\gtrsim(5\div10)m^2_\rho \quad \text{или} \quad m_s\gtrsim(2\div3)\,m_\rho\approx(1{,}5\div2{,}5).$$

В заключение рассмотрим вопрос о том, каким образом может быть фиксирован угол θ, определяющий произвол в выборе базисных комбинаций смешанного представления в рамках электромагнитного нарушения S_3-симметрии. Рассмотрим "мезон", составленный лишь из λ-кварков

$$|\zeta\rangle=\sum_{l=1}^{3}Y_{1l}\,a^+_{\lambda l}\,b^+_{\lambda l}\,|0\rangle. \tag{27}$$

Интересующая нас часть массового оператора будет состоять из двух слагаемых

$$M=\frac{m}{3}\Big(\sum_{l=1}^{3}a^+_{\lambda l}\,b^+_{\lambda l}\Big)\Big(\sum_{l=1}^{3}b^+_{\lambda l}\,a^+_{\lambda l}\Big)+ \tag{28}$$

$$+\Delta m\,(a^+_{\lambda 1}a_{\lambda 1}+b^+_{\lambda 1}b_{\lambda 1}).$$

Первое из них приводит к расщеплению состояний симметричного и смешанного представлений в рамках S_3 -симметрии. Второе обязано электромагнитному взаимодействию и нарушает S_3 -симметрию. Теперь можно найти три решения для собственных значений и собственных функций массового оператора

$$M_1 = \frac{4}{3}\Delta m, |\zeta_1> = \frac{[2(1-2\frac{\Delta m}{m})a^+_{\lambda 1}b^+_{\lambda 1} - a^+_{\lambda 2}b^+_{\lambda 2} - a^+_{\lambda 3}b^+_{\lambda 3}]|0>}{\sqrt{6}(1-\frac{4}{3}\frac{\Delta m}{m})}, \tag{29}$$

$$M_2 = 0, \quad |\zeta\ > = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_{\lambda_2}b_{\lambda_2} - a_{\lambda_3}b_{\lambda_3})|0>, \tag{30}$$

$$M_3 = m + \frac{2}{3}\Delta m, |\zeta_3> = \frac{[(1+2\frac{\Delta m}{m})a^+_{\lambda 1}b^+_{\lambda 1} + a^+_{\lambda 2}b^+_{\lambda 2} + a^+_{\lambda 3}b^+_{\lambda 3}]|0>}{\sqrt{3}(1+\frac{2}{3}\frac{\Delta m}{m})}. \tag{31}$$

При решении мы использовали разложение по параметру малости $\Delta m/m$. При стремлении его к нулю первые две комбинации (29) и (30) образуют смешанное неприводимое представление (9) со значением угла $\theta = 0$. Отметим, что ток (15) при этом будет содержать лишь одну комбинацию смешанного представления. Это означает, что лишь для одного из новых синглетных векторных мезонов возможен переход в гамма-квант.

Третья комбинация (31) при $\Delta m/m \to 0$ переходит в симметричное представление.

Итак, в рамках симметричной трехтриплетной модели, удовлетворяющей сформулированным в начале работы требованиям, кварки в свободном состоянии существовать не могут. Как и во всякой трехтриплетной модели, в нашем случае также возникают дополнительные мезонные и барионные мультиплеты. Наше рассмотрение показывает, что если величина массы соответствующих частиц больше ~2 Гэв, то существующие экспериментальные результаты не отвергают возможности существования таких частиц. Характерной особенностью для них является наличие двукратно вырожденных новых мезонов с одинаковыми квантовыми числами.

Автор выражает сердечную признательность С.Б. Герасимову за проявленный к данной работе интерес и многочисленные обсуждения.

Литература

1. Н.Н. Боголюбов и др. Препринт ОИЯИ Р-2141, Дубна 1965.
A. Tavkhelidze. Proceedings of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1965), pp. 763-779.

2. M.Y. Han and Y. Nambu. Phys.Rev., 139, B1006 (1965).
3. N. Cabibbo, L. Maiani and G. Preparata. Phys.Letters B25, 132 (1967).
4. J.C. Pati and C.H. Woo. Phys.Rev., 3, D1173 (1971).
5. Y. Katayama, I. Umemura and E. Yamada. Prog.Theor.Phys.Suppl., Yukawa No, 564 (1965).
6. А.Б. Говорков. ЖЭТФ, 54, 1785 (1968).
7. O.W. Greenberg. Proceedings of the Lund International Conference on Elementary Particles, Lund, Sweden, 1969 (Berlingska Boktryckiet, Lund, Sweden, 1969), pp.387-415.
8. O.W. Greenberg. University of Maryland Technical Report, No 680, May 1967 .
9. T. Das, V.S. Mathur and S. Okubo. Phys.Rev.Letters, 19, 470(1967).
10. D.O. Caldwell et al. Phys.Rev.Letters 25, 609 (1970).
11. A.M. Boyarski et al. SLAC-PUB-872, March, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июня 1971 года.