Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 1, стр. 55 – 58 5 января 1976 г.

О СТРУКТУРЕ СЛАБЫХ АДРОННЫХ ТОКОВ В МОДЕЛИ С ТРИПЛЕТОМ ОЧАРОВАННЫХ КВАРКОВ

Б.В.Струминский

Модель с триплетом очарованных кварков рассмотрена на основе Sp 6 симметрии.

Показано, что Sp6 симметрия и универсальность слабых взаимодействий приводят к правилу отбора $\Delta C = \Delta Q$.

В настоящее время для объяснения свойств Ψ-частиц различным образом вводят дополнительные квантовые числа. Один из способов введения дополнительного квантового числа состоит в том, что кроме обычных кварков p, n, λ вводят четвертый кварк C, который несет новое квантовое число-очарование. Структура такой теории соответствует нарушенной $SU(4)$-симметрии.

Мы рассмотрим теорию, основанную на группе Sp6, которая имеет ранг 3 и также позволяет ввести новое квантовое число.

Классификация адронов, основанная на группе Sp6 была рассмотрена ранее в работах [1, 2]. Низшее представление группы Sp6 имеет размерность 6 и как представление группы $SU(3)$ оно распадается на представления 3 и $\bar{3}$. Генераторы группы Sp6 $S^{ij} = S^{ji}$ преобразуются по представлению $\underline{21}$ группы Sp6 и удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[S^{ij}, S^{kl}] = h^{ik}S^{jl} + h^{il}S^{jk} + h^{jk}S^{il} + h^{jl}S^{ik}, \quad i, j = 1,..., 6, \tag{1}$$

где $h^{ik} = -h^{ki}$ – метрический тензор группы Sp6. В представлении размерности $\underline{6}$ генераторы действуют по формуле

$$S^{ij}Q^k = h^{ik}Q^j + h^{jk}Q^i . \tag{2a}$$

Метрический тензор H, следуя [1], возьмем в виде

$$H = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix}, \qquad \epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \tag{2b}$$

Тогда аддитивные квантовые числа будут следующим образом выражаться через генераторы группы:

$$\begin{aligned} T_3 &= \frac{1}{2}(S^{12} - S^{56}), \\ Y &= \frac{1}{3}(S^{12} + S^{56} - 2S^{34}), \\ Z &= \frac{1}{3}(S^{12} + S^{56} + S^{34}), \end{aligned} \tag{3}$$

где Z – новое квантовое число, связанное с очарованием C формулой $C = {}^3/_2(B - Z)$, B – барионное число. Формула Гелл-Манна – Нишиджимы обобщается следующим образом

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} + \frac{1}{2}(B - Z) . \tag{4}$$

Как в обычной модели кварков припишем частицам из представления $\underline{6}$ барионный заряд $B = 1/3$. В этих обозначениях частицы (2, 6, 4) имеют $Z = 1/3$ и отвечают обычному триплету кварков (p, n, λ) с зарядами (${}^2/_3$, $-{}^1/_3$, $-{}^1/_3$). Частицы (5, 1, 3) имеют $Z = -{}^1/_3$ и отвечают антитриплету (p', n', λ') с зарядами (${}^2/_3$, $-{}^1/_3$, ${}^2/_3$). Заряды кварков в этой модели совпадают с теми, которые постулировались в работе [3] и асимптотическое значение R также должно быть 5.

Рассмотрим теперь адронные токи в этой модели. Мы пытаемся построить $SU(2)$ – калибровочную теорию слабых взаимодействий. Адронные токи J^+, J^-, J^0, описывающие слабые взаимодействия, должны удовлетворять алгебре $SU(2)$

$$[J^+, J^-] = 2J^0 \quad (5a), \qquad [J^0, J^\pm] = \pm J^\pm. \qquad (5b)$$

Кроме этого мы потребуем, чтобы токи J^+, J^-, J^0 преобразовывались по представлению $\underline{21}$ группы Sp6 и ток J^0 не содержал членов с $\Delta S \neq 0$, $\Delta C \neq 0$.

В приведенных выше обозначениях наиболее общее выражение тока J^+ имеет вид

$$J^+ = x_1 S^{25} + x_2 S^{23} + x_3 S^{35} + x_4 S^{33} + x_5 S^{22} + x_6 S^{55}. \qquad (6)$$

(Мы предполагаем обычную $V - A$ структуру тока и пространственные индексы опускаем). Вычислив коммутатор $[J^+, J^-]$ и приравняв нулю члены с $\Delta S \neq 0$, $\Delta C \neq 0$ мы получаем три уравнения

$$\begin{aligned} x_1 x_2 + 2x_3(x_4 + x_6) &= 0, \\ x_1 x_3 + 2x_2(x_4 + x_5) &= 0, \\ x_2 x_3 + 2x_1(x_5 + x_6) &= 0. \end{aligned} \qquad (7)$$

Коммутатор (5b) дает еще три уравнения

$$\begin{aligned} x_1^2 + x_2^2 + 4x_5^2 &= 1, \\ x_1^2 + x_3^2 + 4x_6^2 &= 1, \\ x_2^2 + x_3^2 + 4x_4^2 &= 1. \end{aligned} \qquad (8)$$

Компоненты тока S^{25} и S^{23} отвечают β-распаду нейтрона и Λ-гиперона, поэтому мы ищем решение системы уравнений (7), (8) при условии $x_1 \neq 0$, $x_2 \neq 0$, $x_2/x_1 = \mathrm{tg}\theta$, где θ – угол Кабиббо. При этих условиях решение системы (7), (8) выражается через один свободный параметр и его удобно представить в виде

$$\begin{aligned} x_1 &= \cos\psi\cos\theta, \\ x_2 &= \cos\psi\sin\theta, \\ x_3 &= (1 + \sin\psi)\sin\theta\cos\theta, \\ x_4 &= -\tfrac{1}{2}(\cos^2\theta - \sin\psi\sin^2\theta), \\ x_5 &= -\tfrac{1}{2}\sin\psi, \\ x_6 &= -\tfrac{1}{2}(\sin^2\theta - \sin\psi\cos^2\theta). \end{aligned} \qquad (9)$$

Привлекая идею универсальности слабых взаимодействий в форме Кабиббо мы приходим к выводу, что $\psi = 0$ или весьма мало. Это соответствует тому, что в токе J^+ пропадает член S^{22}, отвечающий переходу $n' \to p$ с $\Delta C = -\Delta Q$. Окончательное выражение для компоненты тока J^+ с изменением очарования имеет вид

$$J^+ = (\bar{\lambda}'\cos\theta - \bar{p}'\sin\theta)(n\sin\theta - \lambda\cos\theta). \tag{10}$$

Разрешенные переходы и соответствующие факторы подавления следующие:

$$p' \leftrightarrow \lambda, \quad \lambda' \leftrightarrow n \sin\theta\cos\theta; \quad \lambda' \leftrightarrow \lambda\cos^2\theta; \quad p' \leftrightarrow n \sin^2\theta .$$

Таким образом: Sp6 симметрия и универсальность слабых взаимодействий приводят к правилу отбора $\Delta C = \Delta Q$. Отметим, что в работе [3] это правило отбора постулируется. Непосредственными следствиями этого результата являются следующие: если доминирует рождение на валентных кварках, то очарованные частицы будут рождаться лишь в нейтринных пучках, доминирующая мода распада родившихся частиц будет содержать странные частицы. Среди очарованных мезонов есть долгоживущие: это мезоны структуры $(n'\bar{p})$, $(\bar{n}'p)$. Сечение рождения очарованных частиц порядка сечения рождения странных частиц (исключая пороговые эффекты). Массовые формулы и нелептонные распады очарованных частиц будут рассмотрены в следующих работах.

В заключение автор выражает благодарность Д.Б.Струминскому и участникам семинара ИТФ АН УССР за полезные обсуждения.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
27 октября 1975 г.

Литература

[1] Б.В.Струминский. ЯФ, 1, 701, 1965.

[2] H.Bacry, J.Nuyts, L.Van Hove, Nuovo Cim., 35, 510, 1965.

[3] H.Harari. Physics Lett., 57B, 265, 1975.