Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 10, стр. 523 – 526 20 ноября 1975 г.

ПРИРОДА СЛАБОГО АДРОННОГО ТОКА

Г.Г.Волков, А.Г.Липартелиани, Ф.Ф.Тихонин

В рамках $SU(4)$-симметрии вместе с учетом экспериментальной ситуации получена форма слабых, как заряженных так и нейтральных, адронных токов. Вид токов для очарованных частиц существенно отличается от предполагавшихся ранее.

Введение в физику адронов унитарной симметрии привело к теории Кабиббо для слабых взаимодействий, хорошо описывающей экспериментальные данные. Напомним, что основными положениями теории Кабиббо были гипотеза о принадлежности слабых токов октету $SU(3)$, алгебра зарядов и универсальность слабых взаимодействий для лептонов и адронов. Это позволяет фиксировать шкалу коэффициентов при токах с различными переходами по отношению к слабой константе G лептонного тока. Любая теория слабых взаимодействий обязана также подчиняться указанным выше принципам. Косвенные экспериментальные указания на существование очарованного кварка p' открывают широкий класс новых явлений в физике элементарных частиц. Среди возможностей включения очарования в схему адронов одной из основных является группа $SU(4)$. Естественно при этом рассматривать и слабые взаимодействия в рамках указанной группы. Такая программа проведена в работе [1]. Именно, мы считаем, что слабые адронные токи принадлежат регулярному представлению $SU(4)$, возможно также смешивание синглета и 15-плета при построении диагональных (в смысле $SU(4)$) нейтральных токов. Основополагающее утверждение заключалось в алгебре нулевых компонент токов в рамках группы $SU(4) \times SU(4)$. На языке трансформационных свойств получены были два вида слабых адронных токов. В дальнейшем решения (7) и (7') работы [1] будем называть соответственно решениями I и II. В случае I было продемонстрировано автоматическое отсутствие нейтрального тока с изменением странности. Тем самым была устранена некоторая искусственность введения p' для подавления $J^3_{6\mu}$, как это сделано в модели ГИМ. В предлагаемом анализе возможен также учет и более широкого класса, например, включение в схему токов с нарушением CP-инвариантности, т. е. токов в типа $J^3_{7\mu}$ и $J^3_{10\mu}$. Этого можно добиться допустив комплексность коэффициентов a, b, c, d. Результаты анализа будут изложены в другом месте.

В анализе Кабиббо предполагается $V - A$-вариант адронных токов, как естественное допущение. Мы не будем вводить это ограничение и исследуем следующую форму тока:

$$J^{\pm}_{\mu} = a V_{\mu}^{1 \pm i2} + a' A_{\mu}^{1 \pm i2} + b V_{\mu}^{4 \pm i5} + b' A_{\mu}^{4 \pm i5} + c V_{\mu}^{11 \mp i12} +$$

$$+ c' A_{\mu}^{11 \mp i12} + d V_{\mu}^{13 \mp i14} + d' A_{\mu}^{13 \mp i14} . \qquad (1)$$

Требования, налагаемые на форму тока (1), такие же, как в работе [1]. Для дальнейшего удобно ввести комбинации коэффициентов:

$$A = \frac{1}{2}(a + a'),\quad B = \frac{1}{2}(b + b'),\quad C = \frac{1}{2}(c + c'),\quad D = \frac{1}{2}(d + d'),$$
$$A_1 = \frac{1}{2}(a - a'),\quad B_1 = \frac{1}{2}(b - b'),\quad C_1 = \frac{1}{2}(c - c'),\quad D_1 = \frac{1}{2}(d - d'). \tag{2}$$

В результате вышеизложенных требований получаем для коэффициентов (2) две независимые системы уравнений, одна для набора $\mathcal{A} \equiv \{A, B, C, D\}$ другая для набора $\mathcal{A}_1 \equiv \{A_1, B_1\ C_1, D_1\}$. По два нетривиальные решения систем существуют для каждого из наборов $\mathcal{A}$ и $\mathcal{A}_1$. Оба эти решения, очевидно, такие же, как решения I и II. Поэтому существует четыре набора коэффициентов в токе (1). Требованием выбора между этими наборами будет по-прежнему служить максимально возможное приближение к современной экспериментальной ситуации. Снова как и в [1] для дальнейшего анализа удобно представить коэффициенты в виде тригонометрических величин. *Взяв решение* I *для* $\mathcal{A}$ и $\mathcal{A}_1$ *получим вариант* I *работы* [1], *или модель* ГИМ, *в то время как решение* II *для* $\mathcal{A}$ *и* $\mathcal{A}_1$ *дает решение* II *работы* [1].

Рассмотрим теперь следующую комбинацию решений: II для $\mathcal{A}$ и I для набора $\mathcal{A}_1$. В результате для коэффициентов в выражении для тока находим следующий набор:

$$\begin{aligned}
a &= \cos\alpha\cos\beta + \cos\theta_c & c &= \cos\alpha\sin\beta - \sin\theta_c\,,\\
a &= \cos\alpha\cos\beta - \cos\theta_c\,, & c' &= \cos\alpha\sin\beta + \sin\theta_c\,,\\
b &= \sin\alpha\cos\beta + \sin\theta_c\,, & d &= \sin\alpha\sin\beta + \cos\theta_c\,,\\
b' &= \sin\alpha\cos\beta - \sin\theta_c\,, & d' &= \sin\alpha\sin\beta - \cos\theta_c\,.
\end{aligned} \tag{3}$$

Обозначение θ_c (угол Кабиббо) будет оправдано ниже. Одно из основных требований, налагаемых на структуру тока (1) – это сохранение тока Кабиббо для обычных частиц. При этом токи очарованных частиц не остаются произвольными, указанное выше требование налагает на них определенные ограничения. Мы удовлетворим этому требованию положив в (3) $\beta \approx \pi/2$.

Строгое равенство неразумно с экспериментальной точки зрения. Более того, возможность сделать $\cos\beta$ отличным от нуля необходимо рассматривать как одно из достоинств настоящего анализа. Этим мы можем добиться, например, правильного соотношения между величинами G_μ и G_n – векторными константами μ- и β-распадов. В модели ГИМ строгое равенство обязательно. Следующее ограничение на коэффициенты мы получим из рассмотрения экспериментальных следствий полученного нами нейтрального тока в излагаемой схеме. Этот ток имеет следующий вид:

$$J^3_\mu = V^3_{3\mu}[2(A^2 + A_1^2) + B^2 + B_1^2 + C^2 + C_1^2] + A^3_{3\mu}[2(A^2 - A_1^2) + B^2 - B_1^2 + C^2 - C_1^2] -$$

$$-2V^3_{6\mu}[AB+A_1B_1+CD+C_1D_1]-2A^3_{6\mu}[AB-A_1B_1+CD-C_1D_1]+$$

$$+V^3_{8\mu}\left[\sqrt{3}(B^2+B_1^2)-\frac{1}{\sqrt{3}}(C^2+C_1^2)+\frac{2}{\sqrt{3}}(D^2+D_1^2)\right]+$$

$$+A^3_{8\mu}\left[\sqrt{3}(B^2-B_1^2)-\frac{1}{\sqrt{3}}(C^2-C_1^2)+\frac{2}{\sqrt{3}}(D^2-D_1^2)\right]+$$

$$+2V^3_{9\mu}[AC+A_1C_1+BD+B_1D_1]+2A^3_{9\mu}[AC-A_1C_1+BD-B_1D_1]-$$

$$-2\sqrt{\frac{2}{3}}V^3_{15\mu}[C^2+C_1^2+D^2+D_1^2]-2\sqrt{\frac{2}{3}}A^3_{15\mu}[C^2-C_1^2+D^2-D_1^2].$$

Экспериментально известно сильное подавление процессов с участием токов $J^3_{6\mu}$. Выражая полученные в (4) коэффициенты через тригонометрические параметры получаем $\sin 2\alpha$ в токе $J^3_{6\mu}$. Очевидно, что для удовлетворения опытных данных мы должны положить $\sin 2\alpha << \sin\theta_c$ не входя в противоречие со всеми известными фактами слабых взаимодействий адронов. Снова мы не накладываем строгого равенства $\alpha=0$. Что можно ожидать от аналогичных взаимодействий с участием очарованных частиц? Вычисляя коэффициент перед током $J^3_{9\mu}$ получаем для него значение $\sin 2\beta$. Оказывается, что условия на вид заряженного тока для обычных частиц автоматически обуславливают сильное подавление нейтральных взаимодействий с изменением очарования, поскольку $\beta \approx \pi/2$.

В результате не противоречащий известным экспериментам ток (1) имеет следующие коэффициенты:

$$\begin{aligned} &a \approx \cos\theta_c, \quad &a' \approx -\cos\theta_c, \quad &b=\sin\theta_c, \quad &b' \approx -\sin\theta_c, \\ &c \approx 1-\sin\theta_c, \quad &c' \approx 1+\sin\theta_c, \quad &d \approx \cos\theta_c, \quad &d' \approx -\cos\theta_c. \end{aligned} \tag{5}$$

Решение (5) имеет немедленные экспериментальные следствия. Оно существенно меняет предполагавшуюся картину рождения и распада очарованных частиц. Именно, считалось, что переходы $n \leftrightarrow p'$ подавлены коэффициентом $\sin\theta_c$ в то время как переходы $p' \leftrightarrow \lambda$ имели коэффициент $\cos\theta_c$. Отсюда заключали, что рождение очарованных частиц обязано сопровождаться странными. Из выражения для полученного в данной работе тока видно, что слабые процессы рождения очарованных нестранных частиц, пропорциональные $1 \pm \sin\theta_c$ будут идти с той же степенью интенсивности, что и процессы с очарованными странными частицами, где коэффициент по-прежнему $\cos\theta_c$. То же относится и к соответствующим распадам. Интересны также следствия и для нелептонных взаимодействий в схеме "ток $\otimes$ ток". В модели ГИМ в разложении $15 \otimes 15$ оставались лишь представления $20''$ и 84. Ток с коэффициентами (5) не имеет подобного свойства – представление 15 присутствует в разложении произведения токов. Представляется теперь естественным фиксировать правила отбора в нелептонных распадах, основанные на 15-доминантности, в полной аналогии с октетным усилением $SU(3)$ теории. Подробности анализа нелептонных распадов требуют отдельного исследования.

Несомненно, что полученные результаты совершенно не требовали каких-либо модельных представлений, они основаны на глубоких и оправдавших себя принципах физики адронных взаимодействий и современных экспериментах. Это позволяет надеяться, что следствия, вытекающие из полученных результатов будут оправданы экспериментально.

Выражаем благодарность академику А.А.Логунову за обсуждение результатов работы и поддержку. Мы также благодарны участникам семинара ИФВЭ, в особенности Р.М.Суляеву и Ю.М.Строганову за обсуждения и замечания в процессе доклада.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
26 августа 1975 г.
После переработки
29 сентября 1975 г.

Литература

[1] Г.Г.Волков, А.Г.Липартелиани, Ф.Ф.Тихонин. Препринт ИФВЭ, 75-103, Серпухов, 1975.