

Экз. Чит. 3/

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 6181



П.Н. Боголюбов

ТОКИ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1971

P2 - 6181

П.Н.Боголюбов

ТОКИ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Боголюбов П.Н.

P2-6181

Токи составных частиц

Рассмотрены матричные элементы токов в рамках релятивистской кварковой модели. На их основе исследованы распады типа $B \rightarrow B' + \gamma$, $B \rightarrow B' + \pi$, $M \rightarrow M' + \pi$...

Сообщения Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1971

Bogolubov P.N.

P2-6181

Composite Particle Currents

Current matrix elements are considered in the framework of the relativistic quark model. The decays of the type $B \rightarrow B' + \gamma$, $B \rightarrow B' + \pi$, $M \rightarrow M' + \pi$... are studied on their basis.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1971

Существующая теперь тенденция рассматривать элементарные частицы как сложные образования с внутренними степенями свободы находит широкое применение не только в систематизации, но и в построении динамики элементарных частиц и приводит к определённым успехам. Речь идёт об известных кварковых, партонной и дроплетной, моделях. Так, например, в недавней работе Фейнмана, Кислинжера и Равидала^{/1/} была получена серия результатов, относящихся к теоретическому расчёту ширины распадов типа $B \rightarrow B' + \pi$, $B \rightarrow B' + K$, $B \rightarrow B' + \gamma$, $M \rightarrow M' + \pi$... на основе рассмотрения матричных элементов соответствующих токов в релятивистской кварковой модели с осцилляторным междукварковым взаимодействием. Эти результаты, учитывая приближенный, оценочный характер модели, можно считать удовлетворительными. Они получены ценой применения в вычислениях трех параметров, введённых на основе полуэмпирических соображений.

В настоящей работе мы покажем возможность получения сходных результатов без использования указанных параметров.

Прежде всего нужно заметить, что релятивистские кварковые модели, подобные использованной в работе^{/1/}, давно рассматривались в многочисленных работах^{/2/}. Важнейшую роль в проблеме определения и нахождения локальных токов связанных состояний сыграло понятие динамических моментов локальных токов составных частиц в квантовой теории поля, введённое с помощью квазипотенциального метода^{/3/} в работе Н.Н.Боголюбова, В.А.Матвеева и А.Н.Тавхелидзе^{/4/}.

Используя идеи работ^{/2,4/}, рассмотрим релятивистски инвариантную кварковую модель барионов на основе уравнения

вида

$$\left\{ \sum_{j=1}^3 p_j^2 + V((x_1-x_2)^2, (x_1-x_3)^2, (x_2-x_3)^2) \right\} \psi(x_1, x_2, x_3) = 0 \quad (1)$$

Здесь p_j - импульсы кварка с номером j ,

$$p_j = i g_{\alpha\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{j,\alpha}} \quad ; \quad j = 1, 2, 3, \quad \alpha = 0, 1, 2, 3.$$

Уравнение (1) мы будем рассматривать в духе исследований, проведённых в работах [2, 5]. В соответствии с этим, для выделения координат центра тяжести и относительного движения, сделаем замены переменных:

$$x_j = x + \xi_j, \quad \sum_{j=1}^3 \xi_j = 0, \\ \xi_1 = \sqrt{\frac{2}{3}} y, \quad \xi_2 = -\sqrt{\frac{1}{6}} y + \sqrt{\frac{1}{2}} z, \quad \xi_3 = -\sqrt{\frac{1}{6}} y - \sqrt{\frac{1}{2}} z$$

$$\hat{p}_\alpha = i g_{\alpha\alpha} \frac{\partial}{\partial x_\alpha}, \quad \eta_\alpha = i g_{\alpha\alpha} \frac{\partial}{\partial y_\alpha}, \quad \zeta_\alpha = i g_{\alpha\alpha} \frac{\partial}{\partial z_\alpha}. \quad (2)$$

Уравнение (1) в переменных (2) принимает вид

$$\left\{ \frac{M^2}{3} + \eta^2 + \zeta^2 + V(y^2 + z^2) \right\} \psi(y, z) = 0. \quad (3)$$

Чтобы избежать трудностей, связанных с индефинитностью лоренцовской метрики, сделаем известный виковский поворот:

$$y_0 = i y_4, \quad z_0 = i z_4,$$

где y_4, z_4 - вещественные переменные, и соответствующим образом определим норму.

Чтобы построить выражение, например, электромагнитного тока, представим p_j^2 в виде $p_j^2 = (\gamma_j p_j)^2$ и введём электромагнитное поле, характеризуемое вектор-потенциалом $\mathcal{A}(x)$.

Произведём в уравнении (3) замену

$$p_j \rightarrow p_j - e(A_j) \mathcal{A}(x). \quad (4)$$

Тогда уравнение (3) будет иметь вид

$$\left\{ p^2 + 3(\eta^2 + \zeta^2 + V(y^2 + z^2)) - H_{el} \right\} \psi = 0, \quad (5) \\ H_{el} = 3e \sum_{z=1}^3 Q(A_z) (\hat{p}_z \mathcal{A}(x) \gamma_z + \mathcal{A}(x) \gamma_z \hat{p}_z), \\ \hat{p}_z = \sum_{\nu} g_{\nu\nu} p_{z,\nu} \gamma_{z,\nu}.$$

Взяв отсюда матричный элемент для перехода $\phi_p \rightarrow \phi_{p'}$, для электромагнитного тока получим

$$j_\nu = \sum_{z=1}^3 e^{i(K\xi_z)} Q(A_z) j_{z,\nu}(p', p), \quad (6)$$

где $j_{z,\nu}(p', p)$ - ток z -кварка:

$$j_{z,\nu}(p', p) = \hat{p}_z' \gamma_{z,\nu} + \gamma_{z,\nu} \hat{p}_z.$$

Для таких токов формула для ширины распадов представляется в виде

$$\Gamma = \frac{9}{8\pi M^2} \int \sum e^2 |\langle \bar{\psi} \epsilon_j \psi \rangle|^2 \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (7)$$

Эта формула справедлива и для других процессов распада бариона B на две частицы, необходимо лишь подставить в (7) вместо электромагнитного соответствующий матричный элемент.

Такие выражения для токов рассматривались в работах^{/2,6/}, где был указан ряд важных следствий из них. Однако там же были обнаружены и существенные трудности такого рассмотрения. Указанные выражения для токов, например, приводят к неправильному отношению электрического и магнитного формфакторов протона.

Здесь нужно заметить, что если мы будем рассматривать выражения для токов в модели квазинезависимых кварков^{/7/}, то получим существенно иную форму токов, а именно: предположив, что каждый из кварков в барионе находится в широкой потенциальной яме с плоским дном, так что их фактически можно считать свободными, получим для спиновой части тока выражение

$$G_v = \frac{ig_{vv}}{m} \sum_{(\alpha, \beta, \mu)} \epsilon_{\nu\alpha\beta\mu} q'_\alpha q_\beta \delta_\mu \delta_\nu, \quad (8)$$

в то время как для тока (6) мы имеем спиновую часть

$$Z_v = \frac{1}{2} \sum_{\mu} g_{\mu\mu} \kappa_\mu (\delta_\nu \delta_\mu - \delta_\mu \delta_\nu). \quad (9)$$

Ясно, что в G компоненты спина входят в комбинациях $\gamma_\sigma \sigma$ и подчиняются той же алгебре, что и обычные спиновые матрицы σ . Такие полезные трансформационные свойства, как видно, полностью отсутствуют в (9).

Воспользовавшись такими свойствами токов в модели квазинезависимых кварков, можно соответствующим образом изменить спиновую структуру векторных токов (6). В этом случае нужно, чтобы величины Z_2 коммутировали с γ_σ . Этого можно достичь, заменив Z_2 на симметризованное по γ_σ

выражение. Для получения ковариантного выражения в произвольной системе отсчёта обобщим эту процедуру, симметризуя Z_2 с инвариантом $\gamma_2 P$, $P = P_1 + P_2$. Чтобы не нарушать весов, с которыми в выражение тока входят спиновая и орбитальная части, этой же операции подвергнем и орбитальную часть, так, чтобы суммарный ток Z -кварка выражался с помощью симметризованного выражения

$$\gamma_2 P Z_2 + Z_2 \gamma_2 P.$$

Таким образом, в качестве новой формы векторного тока кварка выберем

$$I_{2,\nu}^{(V)} = 3K \{ 2(M+M')(P'_{2,\nu} + P_{2,\nu}) + \gamma_2 P Z_{2,\nu} + Z_{2,\nu} \gamma_2 P \}. \quad (10)$$

Так как в процессе симметризации производилось умножение на размерные величины, здесь введён нормировочный коэффициент K , который можно определить из условия равенства единице саксовского формфактора точечного бариона:

$$K = \frac{g^{(0)}}{2(M+M')g^{(K)}}.$$

Здесь

$$g^{(K)} = \left\{ \frac{(M+M')^2 - K^2}{4MM'} \right\}^{1/2}. \quad (11)$$

Рассматривая матричные элементы для распада бариона B на B' и γ -квант, можно убедиться, что матричный элемент для фотоэлектрического процесса, взятый с помощью симметризованного тока (10), равен соответствующему элементу,

взятому через обычный ток (6), разделённому на g^3 :
(g определяется формулой (II))

$$\langle \bar{\Phi}'_p (\varepsilon \cdot \vec{I}^{(el)}) \Phi_p \rangle = \frac{1}{g^3(0)} \langle \bar{\Phi}'_p (\varepsilon \cdot \vec{j}^{(el)}) \Phi_p \rangle .$$

Нетрудно показать, что для случая распадов мезонов будет то же самое, только вместо фактора g^3 будет стоять g^2 .

В работе /I/ рассматривались обычные токи типа (6), матричный элемент между состояниями барионов предлагалось делить на g^3 , а между состояниями мезонов - на g^2 .

Таким образом, с помощью введённых симметризованных токов можно получить результаты работы /I/.

На основании анализа введённых четырёхмерных выражений для токов можно получить соответствующие выражения токов для трёхмерных моделей. Например, рассмотрев уравнение типа (5) без временных компонентов, можно показать, что в такой трёхмерной модели с осцилляторным взаимодействием в выражениях для матричных элементов токов появляется режущий фактор

$$f_0 = \exp \left\{ - \frac{(M^2 - M_1^2)^2}{4M^2 \Omega} \right\} ,$$

эффективный при $M_1 \ll M$. Аналогичный фактор

$$f_F = \exp \left\{ - \frac{(M^2 - M_1^2)^2}{4(M^2 + M_1^2) \Omega} \right\}$$

использовался в работе /I/. Хотя они и не равны, их отношение практически близко к единице,

$$\frac{f_0}{f_F} = 0,93 (F_{1,5} (1688)), \quad \frac{f_0}{f_F} = 0,98 (\Delta (1236)),$$

то есть мы можем получить результаты, близкие к результатам работы /I/, той же степени точности.

Здесь мы рассмотрели способ симметризации векторных токов. Такие же результаты можно получить и для аксиальных токов при исследовании распадов типа $B \rightarrow B' + \pi$, $M \rightarrow M' + \pi$.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.P.Feynman, M.Kislinger, F.Ravnal. Phys.Rev. D3, 2706 (1971)
2. а) Н.Н. Боголюбов, Нгуен Ван Хьеу, Л. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ Д-2075, Лубна, (1965),
б) П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ, P-2186, Лубна, (1965).
в) А.Н.Тавхелидзе, High Energy Physics and Elementary Particles, IAEA, Vienna (1965).
3. А.А.Логунов, А.Н.Тавхелидзе, Nuovo Cim. 29, 380 (1963).
4. Н.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев, А.Н. Тавхелидзе. В кн. "Вопросы теории элементарных частиц". Лубна (1968).
5. П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ, P2-5684, Лубна, (1971).
6. R.N.Faustov, Nuovo Cim. 69, 37 (1970).
7. P.N.Bogolubov, Ann.Inst.Henri Poincare, 8, N.2, 163 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

22 декабря 1971 года.