Таким образом, критика [1] работ [2,3] нам представляется совершенно несостоятельной.

Физический институт П.Н.Лебедева

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

28 ноября 1966 г.

Литература

[1] Р.И.Джибути, В.И.Мамасахлисов, Т.С.Мачарадзе. Письма ЖЭТФ, 4, 156, 1966.
[2] V.N.Fetisov, A.N.Gorbunov, A.T.Varfolomeev. Nucl Phys., 71, 305, 1965.
[3] G.Gyorgyi, P.Hrasko. Acta Phys. Acad. Scient. Hung., 17, 253, 1964.
[4] А.Н.Горбунов, А.Т.Варфоломеев, В.Н.Фетисов. Труды ФИАН, 34, 94, 1966.
[5] В.Н.Фетисов. ЯФ, 4, 720, 1966.

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ КОНСТАНТАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ σ, f, ρ И ω-МЕЗОНОВ

Л.В.Фильков

В настоящей работе рассмотрен метод получения уравнений для констант взаимодействия частиц. В отличие от обычных уравнений бутстрапа [1], которые получаются путем наложения определенных условий на амплитуду реакции в точке резонанса, в данной работе для нахождения уравнений приравниваются два дисперсионных соотношения (д.с.) для амплитуды исследуемого процесса, одно из которых написано по t и s при фиксированном u, а другое – по s и u при фиксированном t. Метод рассматривается на примере упругого рассеяния γ-квантов на π-мезоне и используется для определения констант взаимодействия σ и f-мезонов.

Обозначим через k_1, q_1, k_2, q_2 4-импульсы начальных и конечных фотонов и π-мезонов и введем инвариантные переменные $s = (q_1+k_1)^2$, $u = (q_1-k_2)^2$, $t = (k_2-k_1)^2$. Амплитуду рассеяния γ-квантов на π-мезоне представим с помощью полной системы ортогональных векторов [2] в виде

$$T = \frac{(E_2 P')\ (E_1 P')}{(P')^2}\, T_1\,(s, u, t) + \frac{(E_2 N)(E_1 N)}{N^2}\, T_2\,(s, u, t)\,. \qquad (1)$$

Будем предполагать, что разность амплитуд $T_i\,(s, t) - T_i\,(s, t = 0)$ стремится к константе при $s \to \infty$ (и $t < 0$) и растет медленнее, чем t

при $t \to \infty$. Напишем для этой разности с одной стороны, д.с. по t и s при фиксированном u, а с другой – безвычислительные д.с. по s и u при фиксированном t по замкнутому контуру. Приравнивая эти соотношения получим

$$\frac{t}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{A_{3i}(t', u)}{t'(t'-t)} dt' = \frac{t}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{A_{1i}(s', u) - A_{1i}(s', t=0)}{(s'-s)(s'-s-t)} ds' +$$

$$+ \frac{1}{\pi} \int_L ds' [A_{1i}(s', t) - A_{1i}(s', t=0)] \left(\frac{1}{s'-s} + \frac{1}{s'-u} \right) + \phi_i(s,t) - \phi_i(s, t=0),$$

где A_{3i} и A_{1i} – мнимые части амплитуд в t и s – каналах соответственно, второй интеграл в правой части уравнения (2) берется вдоль отрезка L на действительной оси, а $\phi_i(s,t)$ представляют собой интегралы по полуокружностям. Предположим теперь, что разность $A_{1i}(s,t) - A_{1i}(s, t=0)$ достаточно быстро убывает при $s \to \infty$ и $t < 0$, так что интеграл от этой разности в (2) имеет смысл при $L \to \infty$. Указанное предлоложение приводит к тому, что при $L \to \infty$

$$\phi_i(t) - \phi_i(t=0) = \frac{t}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{A_{3i}(t')}{t'(t'-t)} dt', \qquad (3)$$

где $A_{3i}(t)$ – часть амплитуды $A_{3i}(t', u)$, зависящая только от t. Подставляя выражение (3) в (2) и устремляя L к бесконечности, получим следующее уравнение в точке $t = 0$, $s = u = \mu^2$

$$\int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\Phi_{3i}(t', u=\mu^2)}{t'^2} dt' = \int_{4\mu^2}^{\infty} ds' \left\{ \frac{A_{1i}(s', u=\mu^2) - A_{1i}(s', t=0)}{(s'-\mu^2)^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{2}{s'-\mu^2} \frac{\partial}{\partial t} A_{1i}(s'; t)\Big|_{t=0} \right\}. \qquad (4)$$

В этом уравнении $\Phi_{3i} = A_{3i}(t', u) - A_{3i}(t')$.

Рассмотрим амплитуды T_i $\gamma\pi$-рассеяния в состоянии с изотопическим спином двух π-мезонов $I = 0$. Основной вклад в интеграл от $\Phi_{3i}^{(0)}$ в этом случае будут давать скалярный мезон (σ) и f-мезон. При этом необходимо предположить, что σ- и f-мезоны являются полюсами Редже и соответствующие им $\alpha(0) < 0$. Предполагая далее, что основной вклад в правую часть уравнения (4) дают ρ- и ω-мезоны, получим два уравнения, связывающие между собой константы взаимодействия σ-, f-, ρ- и ω-мезонов

$$
\begin{cases}
\dfrac{\Lambda_{\sigma\to 2\gamma}\, g_{\sigma\pi\pi}}{\mu_\sigma^4} + \dfrac{\Lambda_{f\to 2\gamma}\, g_{f\pi\pi}\,\mu}{2\mu_f^2} = 0 \\[2ex]
3\left(\dfrac{\Lambda_{\sigma\to 2\gamma}\, g_{\sigma\pi\pi}}{\mu_\sigma^4} - \dfrac{\Lambda_{f\to 2\gamma}\, g_{f\pi\pi}\,\mu}{2\mu_f^2}\right) = -\dfrac{8\mu_0^2}{(\mu_0^2-\mu^2)^2}\left(g^2_{\omega\to\pi\gamma} + 3g_{\rho\to\pi\gamma}\right)
\end{cases}
\tag{5}
$$

где μ_σ, μ_f, μ_ρ и μ_ω – массы соответственно σ-, f-, ρ- и ω-мезонов и для простоты положено $\mu_\rho \cong \mu_\omega \equiv \mu_0$. Учитывая связь констант $\Lambda_{\sigma\to 2\gamma}$, $\Lambda_{f\to 2\gamma}$, $g_{\sigma\pi\pi}$, $g_{f\pi\pi}$, $g_{\omega\to\pi\gamma}$, $g_{\rho\to\pi\gamma}$ с ширинами соответствующих распадов, находим из (5)

$$
\sqrt{\Gamma_{f\to 2\gamma}\Gamma_{f\to 2\pi}} \approx \frac{\mu_f^5}{10\sqrt{3}\,\mu^2\mu_0^3}\left[\Gamma_{\omega\to\pi\gamma} + 3\Gamma_{\rho\to\pi\gamma}\right], \tag{6}
$$

$$
\sqrt{\Gamma_{\sigma\to 2\gamma}\Gamma_{\sigma\to 2\pi}} = -\left(\frac{\mu_\sigma}{\mu_0}\right)^3\left[\frac{(\mu_\sigma^2-4\mu^2)^{1/2}}{2\mu_\sigma}\right]^{1/2}\left(\Gamma_{\omega\to\pi\gamma} + 3\Gamma_{\rho\to\pi\gamma}\right). \tag{7}
$$

Положим $\Gamma_{\omega\to\pi\gamma} = 1{,}08$ *Мэв* [3], а $\Gamma_{\rho\to\pi\gamma} = 0{,}1$ *Мэв*, тогда из (6) имеем

$$
\sqrt{\Gamma_{f\to 2\gamma}\Gamma_{\rho\to 2\pi}} \simeq 28{,}6 \text{ Мэв}. \tag{8}
$$

Известно, что распад f-мезона в основном идет на два π-мезона. Если взять полную ширину распада f-мезона, равной $\Gamma_f = 120$ *Мэв* и предположить, что $\Gamma_{f\to 2\pi}/\Gamma_f = 0{,}9$, то получим $\Gamma_{f\to 2\gamma}/\Gamma_f \approx 0{,}063$.

Рассмотрим σ-мезон. Возьмем массу и полную ширину распада σ-мезона равными [4] $\mu_\sigma = 720$ *Мэв* и $\Gamma_\sigma = 50$ *Мэв*. Из (7) для данного значения μ_σ и мы имеем $\Gamma_{\sigma\to 2\gamma}\Gamma_{\sigma\to 2\pi} \approx 0{,}549$ *Мэв*^{2}. Предположим, что основной распад σ-мезона идет на два π-мезона и, что $\Gamma_{\sigma\to 2\pi}/\Gamma_\sigma = 0{,}9$. Тогда $\Gamma_{\sigma\to 2\gamma}/\Gamma_\sigma \simeq 2{,}44\cdot 10^{-4}$.

Для амплитуд с изотопическим спином двух π-мезонов $I = 2$ уравнение (4) позволяет найти следующие соотношения

$$
\begin{gathered}
\int\limits_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\Phi_{31}^{(2)}(t', u=\mu^2)}{t'^2}\, dt' = 0, \\[2ex]
\int\limits_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\Phi_{32}^{(2)}(t', u=\mu^2)}{t'^2}\, dt' = \sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{8\mu_\omega^2}{\mu_\omega^2-\mu^2}\, g^2_{\omega\to\gamma\pi} \approx \sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{48\pi}{\mu_\omega^3}\,\Gamma_{\omega\to\pi\gamma}.
\end{gathered}
\tag{9}
$$

Из уравнений (9) и (5) следует, что вклад в γ-π-рассеяние состояний с $I = 2$ сравним с вкладом от состояний с $I = 0$. Так как правые части уравнений для амплитуд $\Phi^{(0)}_{31}\Phi^{(0)}_{32}$ и для $\Phi^{(2)}_{31}\ \Phi^{(2)}_{32}$ имеют аналогичный вид, и, кроме того, основной вклад в $\Phi^{(0)}_{31}$ дают состояния с полными спинами $I = 0$ и $I = 2$, то можно ожидать, что в случае $I = 2$ также имеется сильное взаимодействие в состояниях с $I = 0$ и $I = 2$.

Следует отметить, что если эксперимент подтвердит справедливость полученных соотношений, то это будет свидетельствовать в пользу того, что полюса Редже t-канала с $\alpha(0) \geqslant 0$ не дают вклада в γ-π-рассеяние, а $\alpha_i(0)$, соответствующие σ- и f-мезонам, являются отрицательными.

Автор благодарен М.А.Маркову и А.А. Комару за полезное обсуждение.

Физический институт им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
16 декабря 1966 г.

Литература

[1] F.Zachariasen, Ch.Zemach. Phys. Rev., 128, 849, 1962.
[2] R.E.Prange. Phys. Rev., 110, 240, 1958.
[3] A.H. Rosenfeld. Материалы международной конференции по физике высоких энергий в Беркли, препринт ОИЯИ, Дубна, R-2944, 1966.
[4] V.Hagopian, V.Selove, J.Alitti, J.P.Baton, M.Neveu-Rene, R.Gessaroli, A.Romano. Phys. Rev. Lett., 14, 1077, 1965.