ЯФ, 1968 г. т.7, в.1, с.166-169

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2-3337

Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу,
А.Н. Тавхелидзе

РАЗРЕЗЫ В КОМПЛЕКСНОЙ l - ПЛОСКОСТИ И ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

P2-3337

Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу,
А.Н. Тавхелидзе

РАЗРЕЗЫ В КОМПЛЕКСНОЙ l - ПЛОСКОСТИ И ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ

Направлено в ЯФ

Как известно, в комплексной ℓ - плоскости кроме полюсов существуют и разрезы [1]. Цель настоящей работы - рассмотреть роль разреза в асимптотическом поведении амплитуды рассеяния. Мы покажем, что поведение дифференциальных сечений ряда неупругих процессов существенным образом зависит от наличия разрезов.

Рассмотрим неупругий процесс рассеяния K - мезона на протоне:

$$K + p \to K + \pi + p', \qquad (1)$$

где через p' обозначается изобар, у которого четность отрицательна, а все остальные квантовые числа такие же, как и у протона. Барионные резонансы такого рода были обнаружены в последнее время [2].

Пусть p, M и p', M' - импульс и масса бариона соответственно в начальном и конечном состояниях; k и k' - импульс начального и конечного K - мезонов; q - импульс π - мезона;

$$s \equiv -(k+p)^2 \; ; \quad t \equiv -(p-p')^2 \; ; \quad w \equiv -(q+k')^2 \; ;$$

β - угол между $\vec{k}'$ и $\vec{q} + \vec{k}'$ в системе центра масс двух конечных мезонов.

Теперь покажем, что дифференциальные сечения процессов типа (1), а именно:

$$K^+ + p \to K^+ + \pi^0 + p'$$

$$K^+ + p \to K^0 + \pi^+ + p'$$

$$K^0 + p \to K^0 + \pi^0 + p'$$

$$K^0 + p \to K^+ + \pi^- + p'$$

(а также соответствующих процессов с заменой K на $\tilde{\tilde{K}}$) при фиксированных t , w и $\beta = 0$ стремятся к нулю при $s \to \infty$, если не существует разреза, и ведут себя так же, как и сечения упругих процессов в обратном случае.

Следуя стандартной технике, мы напишем сначала общее выражение амплитуды процесса (1):

$$M = i\,\bar{u}'(p')\{F_1 + i\hat{Q}F_2 + \gamma_5 \epsilon F_3 + i\hat{Q}\gamma_5 \epsilon F_4\}\,u(\vec{p}), \tag{2}$$

где

$$Q \equiv \frac{1}{2}(q + k')$$

$$\epsilon \equiv \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho}\, k_\mu Q_\nu R_\sigma P_\rho$$

$$R \equiv \frac{1}{2}(k' - q)$$

$$P \equiv \frac{1}{2}(p' + p),$$

а F_1 , F_2 , F_3 и F_4 – инвариантные функции. Эти инвариантные функции мы затем выразим через спиральные амплитуды в t – канале.

$$p + \tilde{p}' \to K + \pi + \tilde{K}'.$$

Вычисление дает:

$$F_1 = \frac{\sqrt{MM'(p_0+M)(p_0'+M')}}{p(p_0+M+p_0'+M')}\{[<0|T|\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}> + <0|T|-\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>] + \tag{3}$$

$$+\frac{Q_0 p(p_0+M-p_0'-M') + Q\cos\theta((p_0+M)(p_0'+M')-p^2)}{Q\sin\theta((p_0+M)(p_0'+M')+p^2)}[<0|T|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}> - <0|T|-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}>]\}$$

$$F_2 = \frac{\sqrt{MM'(p_0+M)(p_0'+M')}}{p^2+(p_0+M)(p_0'+M')} \; \frac{1}{Q\sin\theta} \{<0|T|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>-<0|T|-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}>\} \tag{4}$$

$$F_3 = -\frac{\sqrt{MM'(p_0+M)(p_0'+M')}}{\tilde{\epsilon}[p^2+(p_0+M)(p_0'+M')]} \{[<0|T|\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}>-<0|T|-\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>]+ \tag{5}$$

$$+\frac{Q_0p^2-Q_0(p_0+M)(p_0'+M')+pQ(p_0'+M'-p_0-M)\cos\theta}{pQ(p_0+M+p_0'+M')\sin\theta}[<0|T|-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}>+<0|T|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>]\}$$

$$F_4 = -\frac{\sqrt{MM'(p_0+M)(p_0'+M')}}{\tilde{\epsilon}(p_0+M+p_0'+M')pQ\sin\theta} \{<0|T|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>+<0|T|-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}>\}. \tag{6}$$

В формулах (3) – (6) θ –угол между импульсами $\vec{p}$ и $\vec{Q}$ в системе центра масс (в t –канале); $\tilde{\epsilon}$ получается из ϵ заменой $p' \to -\tilde{p}'$ $k \to -\tilde{k}$; $<0|T|\lambda\lambda'>$ – спиральные амплитуды; λ и λ' – спиральности p и $\tilde{p}'$, соответственно.

Обозначим через J полный угловой момент, ℓ и m орбитальный момент подсистемы двух конечных мезонов K и π и его проекцию на направление полного импульса $\vec{k}' + \vec{q}$ этой подсистемы. Для случая $\beta = 0$ из общей формулы /3,4/ разложения спиральных амплитуд по парциальным волнам следует, что в $<0|T|\lambda\lambda'>$ (с заданным импульсом) дают вклад только состояния с $m = 0$ и мы имеем

$$<0|T|\lambda\lambda'> = \sum_{\ell, J} \left\{ \frac{(2\ell+1)(2J+1)^2}{(4\pi)^3} \right\}^{1/2} D^J_{\lambda-\lambda', 0}(\theta) <J\ell\, m=0|T|J\lambda\lambda'>.$$

Состояние $|J\ell\, m=0>$ обладает четностью $(-1)^{J+1}$, а состояние $|J\lambda\lambda'>$ переходит в

$$P|J\lambda\lambda'> = (-1)^{J+1}|J,-\lambda-\lambda'> \tag{8}$$

при пространственном отражении P . Из (8) видно, что сумма состояний $|J\lambda\lambda'\rangle + |J,-\lambda,-\lambda'\rangle$ обладает четностью $(-1)^{J+1}$, а разность $|J\lambda\lambda'\rangle - |J,-\lambda,-\lambda'\rangle$ четностью $(-1)^J$. При помощи формулы (7) имеем:

$$<0|T|\frac{1}{2}\frac{1}{2}> \pm <0|T|-\frac{1}{2},-\frac{1}{2}> = \tag{9}$$

$$= \sum_{\ell,J} \left\{ \frac{(2\ell+1)(2J+1)^2}{(4\pi)^3} \right\}^{1/2} P_J(\cos\theta)[<J\ell 0|T|J\frac{1}{2}\frac{1}{2}> \pm <J\ell 0|T|J,-\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>]$$

$$<0|T|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}> \mp <0|T|-\frac{1}{2},\frac{1}{2}> = \tag{10}$$

$$= \sum_{\ell,J} \left\{ \frac{(2\ell+1)(2J+1)^2}{(4\pi)^3} \right\}^{1/2} D^J_{10}(\theta)[<J\ell 0|T|J\frac{1}{2},-\frac{1}{2}> \pm <J\ell 0|T|J,-\frac{1}{2},\frac{1}{2}>].$$

Отсюда и из (3) - (6) можно заключить, что при данной конфигурации $(\beta=0)$ F_3 и F_4 обращаются в нуль из-за требования сохранения четности, а F_1 и F_2 содержат только парциальные амплитуды для состояний с четностью $(-1)^{J+1}$.

Очевидно, что вакуумный полюс Редже с четностью $P=(-1)^J$, а также всякий полюс $P=(-1)^J$, как ρ - или ω - полюс не может давать вклад в выражения (3) и (4) для амплитуд F_1 и F_2 при $\beta=0$. Вклад в эти амплитуды могут давать разрезы Мандельстама, соответствующие обменам двумя или несколькими вакуумными полюсами и имеющие четность $(-1)^J$ или $(-1)^{J+1}$. В частности, при $t=0$ и $s\to\infty$ мы имеем с точностью до множителя логарифмического роста

$$F_1 \approx s \tag{11}$$

$$F_2 \approx \text{const}\,. \tag{12}$$

Кроме вакуумных разрезов могут давать вклад также ρ - и ω - разрезы, соответствующие обменам ρ - и ω - мезонами с несколькими вакуумными полюсами. Этот вклад, однако, значительно меньше, чем вклад от вакуумных разрезов, и его можно не учитывать, хотя детальным анализом можно, в принципе, его выделить. Отметим также, что для данного случая из всех полюсов может давать вклад только полюс, соответствующий обмену π - мезоном. Однако так как для π - мезона $\alpha(t=0)<0$, то соответствующее сечение быстро убывает, так что этим вкладом можно пренебречь.

При $t \neq 0$ вклад от разреза становится более существенным, чем вклад от полюса. В настоящее время известно, что при малых $t \neq 0$ амплитуда упругих процессов асимптотически ведет себя так же как и при $t = 0$, т.е. постоянно, что невозможно объяснить при помощи только полюсов. С другой стороны, этот факт не противоречит той интерпретации, согласно которой при $t \neq 0$ разрезы Мандельстама дают существенный вклад. Если это так, то амплитуды рассматриваемых процессов при малых $t \neq 0$ также ведут себя как и при $t = 0$, т.е. по закону (11), (12). Отсюда следует, что дифференциальные сечения процессов типа (1) при $\beta = 0$ и фиксированных w, t (малых) стремятся к постоянным при $s \to \infty$.

В заключение сделаем два замечания. Во-первых, если вместо (1) рассматриваются процессы

$$\pi + p \to \pi + \pi + p', \qquad (1')$$

то вакуумный разрез и ρ - разрез также не могут давать вклад, так как состояние 3π имеет G четность, равную - 1. Дают вклад только ω - разрез и π - полюс. Поэтому для изучения роли разрезов Мандельстама было бы желательно изучить процессы обоих типов (1) и (1'). Во-вторых, наше рассмотрение может быть обобщено на случай, когда вместо резонанса p' рождается система нуклона и π - мезона с фиксированной эффективной массой.

Авторы выражают глубокую благодарность академику Н.Н.Боголюбову за интерес к работе и ценные замечания.

Литература

1. S. Mandelstam, Nuovo Cim. 30, 1113, 1127, 1143 (1963).

2. A.H. Rosenfeld, A. Barbaro-Galtieri, W.J. Podolsky, L.R. Price, M. Ross, Paul Soding, W.J. Wills, C.G. Wohl, Rev. Mod. Phys. January, 1967.

3. M. Jacob, G. C. Wick, Ann. Phys. 7, 404 (1959).

4. М.И.Широков, ЖЭТФ, 39, 633 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 мая 1967 года.