Письма в ЖЭТФ, том 34, вып. 5, стр. 304 – 308 *5 сентября 1981 г.*

ОБ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

О.Ф.Костенко, С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

В рамках подхода, основанного на решении одновременного уравнения для амплитуды в квантовой теории поля, получен степенной закон убывания сечения рассеяния на большие углы, как следствие аналитических свойств амплитуды по переданному импульсу.

Эксперименты по изучению рассеяния на большие углы привели к открытию степенного закона убывания сечений в этой кинематической области. Обнаружение этих закономерностей имело большое значение для понимания структуры адронов [1]. Они показали, что при рассеянии на большие углы определяющую роль играет наличие эффективной неоднородности взаимодействия на малых расстояниях или точечных составляющих адронов.

Известно, что рассеяние в области малых значений t/s успешно описывается в рамках динамических соотношений квантовой теории поля. В настоящей работе показано, что для амплитуды рассеяния, удовлетворяющей одновременному динамическому уравнению (релятивистскому обобщению основного уравнения квантовой теории затухания), в области фиксированных углов (t/s – фиксировано) имеет место степенный закон убывания, являющийся следствием аналитических свойств амплитуды по переданному импульсу.

Проводится сравнение с экспериментальными данными. Обсуждается роль радиусов взаимодействия вперед и назад при рассеянии на углы, близкие к 0 и 180°.

Одновременное уравнение для амплитуды рассеяния в операторных обозначениях имеет вид [3]

$$F = U + iUDF. \tag{1}$$

Представим ядро интегрального уравнения – обобщенную матрицу реакций $U(s, t)$ в виде

$$U(s, t) = U_1(s, t) + U_2(s, u). \tag{2}$$

Здесь функция $U_1(s, t)$ определяется динамическими свойствами прямого процесса, а $U_2(s, u)$ – свойствами обменного процесса. Амплитуду рассеяния запишем в виде

$$F(s, t) = F_1(s, t) + F_2(s, u),$$

где функции $F_1(s, t)$ и $F_2(s, u)$ определяются интегральными уравнениями:

$$F_1 = U_1 + iU_1DF_1 + iU_2DF_2,$$

$$F_2 = U_2 + iU_1DF_2 + iU_2DF_1. \tag{3}$$

Решение системы уравнений (3) в представлении прицельного параметра с учетом относительного подавления обменного процесса имеет вид

$$F_1(s, t) = \frac{s}{2\pi^2}\int_0^\infty d\beta \frac{u_1(s, \beta)}{1 - iu_1(s, \beta)} J_0(\sqrt{-\beta t}),$$
$$\tag{4}$$
$$F_2(s, u) = \frac{s}{2\pi^2}\int_0^\infty d\beta \frac{u_2(s, \beta)}{[1 - iu_1(s, \beta)]} J_0(\sqrt{-\beta u}),$$

где $\beta = b^2$.

Аналитические свойства функций $F_{1(2)}(s, t(u))$ позволяют написать для них дисперсионные соотношения по переменным t и u, которые вместе с уравнениями (3) приводят к следующим представлениям для функций $u_{1(2)}(s, \beta)$:

$$u_{1(2)}(s, \beta) = \int_{\mu^2_{1(2)}}^\infty \rho_{1(2)}(s, x) K_0(\sqrt{x\beta})\, dx. \tag{5}$$

Из этого выражения следует, что функции $u_{1(2)}(s, \beta)$ имеет сингулярность в точке $\beta = 0$ (разрез $\beta \in [0, -\infty)$. Наличие этой сингулярности приводит к степенному закону убывания сечения при рассеянии на большие углы [3].

Рассмотрим выражение

$$u_{1(2)}(s, \beta) = ig_{1(2)}(s)\exp(-\mu_{1(2)}\sqrt{\beta}), \tag{6}$$

которое простейшим образом учитывает аналитические свойства, выте кающие из представления (5). Рост полных сечений взаимодействия требует роста функции $g_1(s)$ при $s \to \infty$. С учетом полиномиальной ограниченности U-матрицы положим $g_{1(2)}(s) \sim s^{\lambda_{1(2)}/2}$, причем $\lambda_2 \lesssim \lambda_1$. Последнее условие обеспечивает степенное убывание сечения рассеяния назад, которое наблюдается экспериментально.

Для вычисления интегралов (4) осуществляется переход от интегрирования вдоль положительной полуоси $\beta \in [0, \infty)$ к интегрированию по контуру, охватывающему эту полуось и замыкающемуся по большому кругу в комплексной β-плоскости. При вычислении интегралов от функций $f_{1(2)}(s, \beta)$, имеющих сингулярность при $\beta = 0$, оказывается удобным перейти к функциям $f_{1(2)}(s, \beta + \beta_0)$, $\beta_0 > 0$, сдвинув таким образом начало разреза в точку $\beta = -\beta_0$, а затем в полученных выражениях перейти к пределу $\beta_0 \to 0$. Контур при этом будет обходить разрез $\beta \in [-\beta_0, -\infty)$, а вычисленные значения интегралов равномерно сходятся к выражениям (4), определяющим амплитуды $F_{1(2)}(s, t(u))$.

При рассеянии на углы, близкие к 90°, основной вклад, как уже отмечалось дает сингулярность в точке $\beta = 0$. Вычисляя вклады в $F_1(s,t)$ и $F_2(s, u)$ от соответствующих разрезов, для дифференциального сечения рассеяния на большие углы будет иметь:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \left(\frac{1}{s}\right)^{\lambda_1+3} \left\{ (1-\cos\theta)^{-3/2} + \left[\frac{g_2(s)}{\mu_1 g_1(s)}(\mu_2 - 2\mu_1) + O\left(\frac{g_2(s)}{g_1^2(s)}\right)\right] \times \right.$$

$$\left. \times (1+\cos\theta)^{-3/2} \right\}^2. \tag{7}$$

Нетрудно видеть, что полученное выражение имеет вид $d\sigma/dt \sim s^{-N} f(\cos\theta)$, если зависимость функций $g_1(s)$ и $g_2(s)$ от s одинакова. На рис. 1 и рис. 2 приведено сравнение угловой зависимости (7) с данными по $\pi^{\pm}p$-рассеянию. Общая нормировка и коэффициент в квадратных скобках считались свободными параметрами. Выражение (7) получено для случая, когда U-матрица имеет вид (6).

Выбор для функций $u_{1(2)}(s, \beta)$ других, более сложных, чем (6), форм, например, $u_{1(2)}(s, \beta) = ig_{1(2)}(s, \beta)(\mu_{1(2)}^2\beta)^{-\gamma_{1(2)}}\ln^{\alpha_{1(2)}}(\mu_{1(2)}^2) \times \exp(-\mu_{1(2)}\sqrt{\beta})$, не изменяет основных результатов, но ведет к появлению дополнительных факторов, содержащих $\ln|t|$ [3]. При этом выражение для сечения имеет вид

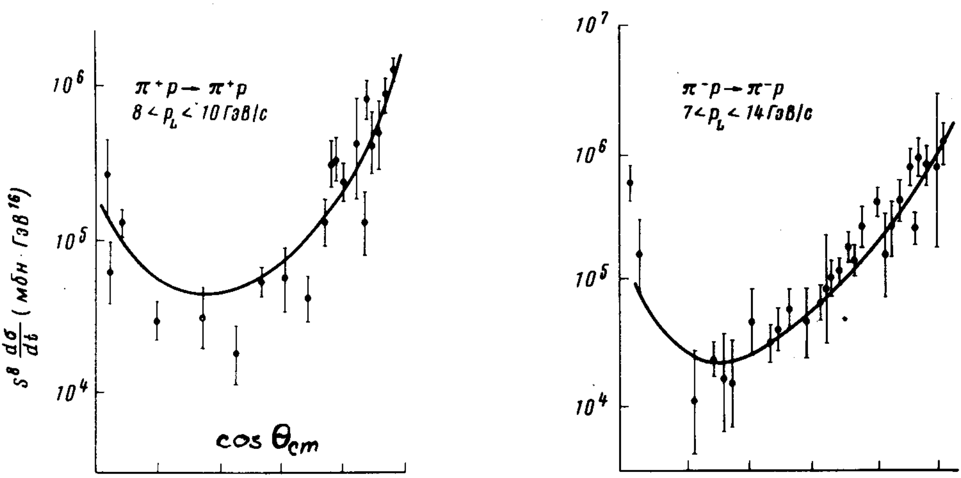
$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{g_1^2(s)} \left[\frac{1}{(1+\gamma_1)^2} \left(\frac{\mu_1^2}{|t|} \right)^{1+\gamma_1} \frac{1}{\ln^{a_1} |t| / \mu_1^2} \phi_1 (\ln^{-1} |t| / \mu_1^2) + \right.$$

$$+ (-1)^{a_1 - a_2} \frac{g_2(s)}{g_1(s)} \left(\frac{\mu_1^2}{\mu_2^2} \right)^{2\gamma_1 + 1} \frac{1}{(1 + 2\gamma_1 - \gamma_2)^2} \left(\frac{\mu_2^2}{|u|} \right)^{1 + 2\gamma_1 - \gamma_2} \times$$

$$\left. \times \frac{1}{\ln^{2a_1 - a_2} |u| / \mu_2^2} \phi_2 (\ln^{-1} |u| / \mu_2^2) \right]^2, \qquad (8)$$

$$\phi_i(0) = 1.$$

Выражение (8) в настоящей работе получено на основе аналитических свойств амплитуды и общих соображений о виде U-матрицы, оно совпадает с полученным в рамках теории возмущений в QCD [4].



Поведение сечений в области малых значений t и u контролируется эффективными радиусами взаимодействия вперед и назад [5] $R_{1(2)}(s) = \mu_{1(2)}^{-1} \ln g_{1(2)}(s)$. Действительно,

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} \sim R_1^4(s), \quad \left. \frac{d\sigma}{du} \right|_{u=0} \sim g_2^2(s) g_1^{-4}(s) R_2^4(s),$$

а амплитуда рассеяния для углов, близких к 180°, содержит дополнительный фактор $\exp\{-\mu_2[R_1(s) - R_2(s)]\}$, который имеет прозрачный геометрический смысл.

Напротив, в области фиксированных углов рассеяния, где играет роль область прицельных расстояний $b \sim 0$, относительный вклад прямого и обменного взаимодействия определяется отношением соответствующих интенсивностей: $g_2(s)/g_1(s)$.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
28 июля 1981 г.

Литература

[1] *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N.* Lett. Nuovo Cim., 1973, **7**, 719; *Brodsky S., Farrar G.* Phys. Rev. Lett., 1973, **31**, 1153.

[2] *Логунов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А.* ТМФ, 1971, **6**, 157.

[3] *Трошин С.М., Тюрин Н.Е.* Препринт ИФВЭ 80-139, Серпухов, 1980.

[4] *Lepage G.P., Brodsky. S.J.* Phys. Rev., 1980, **22D**, 2157.

[5] *Логунов А.А., Нгуен Ван Хьеу, Хрусталев О.А.* Сб. "Проблемы теоретической физики", посвященном 60-летию Н.Н.Боголюбова. М.: Наука, 1969, стр. 90.