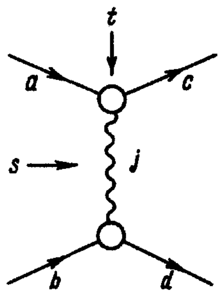
ФАКТОРИЗАЦИЯ АМПЛИТУД И ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

А.Б.Кайдалов

В настоящее время существует ряд моделей для описания процессов столкновения частиц при высоких энергиях, в рамках которых имеет место факторизация амплитуд. Амплитуды реакций описаны графиками типа, изображенного на рисунке, где j - спин виртуальной частицы, который может быть как целочисленным в случае периферической модели, так и комплексным в случае полюсов Редже. В настоящей заметке рассматривается вопрос о возможности проверки факторизации амплитуд в реакциях парного образования резонансов с отличными от нуля спинами при высоких энергиях.

Рассмотрим реакцию $a + b \longrightarrow c + d$ при произвольных значениях масс и спинов участвующих в реакции частиц. Конечное состояние системы частиц c и d описывается поляризационной матрицей плотности $\rho^{(f)mm'}_{nn'}$, где m, m' и n, n' - спиновые индексы частиц c и d, соответственно. Пусть спиновые состояния начальных частиц не коррелированы между собой, т.е. поляризационная матрица плотности начальных частиц имеет вид $\rho^{(i)kk'}_{\ell\ell'} = \rho_a^{kk'} \rho^{b}_{\ell\ell'}$. В экспериментах с элементарными частицами это условие всегда выполнено.



Запишем разложение спиральных амплитуд в с.ц.и. t - канала по состояниям с определенным моментом:

$$F^{(t)}_{(s,t)\,\lambda_a\lambda_{\bar c},\lambda_{\bar b}\lambda_d} = \frac{1}{4\pi} \sum_j (2j+1) f^{j}_{\lambda_a\lambda_{\bar c},\lambda_{\bar b}\lambda_d}(t) \; d^{j}_{\lambda,\mu}(z_t) \; ;$$

$$\lambda = \lambda_a - \lambda_{\bar c} \; , \quad \mu = \lambda_{\bar b} - \lambda_d \, . \tag{I}$$

Используя метод, изложенный Мариновым [I], можно получить, что спиральные амплитуды в с.ц.и. s -канала имеют вид:

$$G^{(s)}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_c\lambda_d}(s,t) = G^{(1)}_{\lambda_a\lambda_c}(s,t) \; G^{(2)}_{\lambda_b\lambda_d}(s,t) \quad . \tag{2}$$

При получении (2) существенно используется не только условие факторизации амплитуд в t - канале [2]:

$$f^{j}_{\lambda_a\lambda_{\bar c},\lambda_{\bar b}\lambda_d}(t) = f^{(1)\,j}_{\lambda_a\lambda_{\bar c}}(t) \; f^{(2)\,j}_{\lambda_{\bar b}\lambda_d}(t) \quad , \tag{3}$$

но также асимптотическое поведение $d^{j}_{\lambda,\mu}(z_t)$ при $z \to \infty$

$$d^{j}_{\lambda,\mu}(z_t) = i^{\lambda-\mu}\left(\frac{z_t}{2}\right)^{j}\Gamma(2j+1)\left[\Gamma(j+\lambda+1)\Gamma(j-\lambda+1)\Gamma(j+\mu+1)\Gamma(j-\mu+1)\right]^{-1/2} ; \quad (4)$$

$$z_t \to \infty \ , \ \mathrm{Re}\, j > -\frac{1}{2} \ .$$

При $s \gg M_i^2$ условие $z_t \gg 1$ сводится к условию

$$|t| \gg \frac{(M_a^2 - M_c^2)(M_b^2 - M_d^2)}{s} \quad \text{или} \quad |t| \gg \frac{M^2 (M_b^2 - M_d^2)^2}{s^2} \ ,$$

если $M_a = M_c = M$.

Используя (2), получаем:

$$\rho^{(f)mm'}_{nn'} = \frac{\sum\limits_{kk'll'} G^{(s)}_{kl,mn}\, \rho^{(i)kk'}_{ll'}\, G^{*(s)}_{k'l',m'n'}}{\sum\limits_{kk'll'mn} G^{(s)}_{kl,mn}\, \rho^{(i)kk'}_{ll'}\, G^{*(s)}_{k'l',mn}} = \rho_c^{mm'}\, \rho^{d}_{nn'} \ , \quad (5)$$

причем ρ_c зависит только от ρ_a, а ρ^d от ρ^b.

Таким образом, условие факторизации приводит к отсутствию корреляции между спиновыми состояниями образующихся частиц.

В некоторых частных случаях, когда частицы имеют небольшие значения спина, условие (5) следует только из предположения о том, что самая правая особенность (или ряд особенностей) в j - плоскости имеет определенные квантовые числа: сигнатуру P_j, четность P, G - четность, изоспин T. К таким случаям относятся:

а) $\pi + N \to V + N$, где V - векторный мезон. Здесь условие (5) выполняется при любых возможных квантовых числах главных особенностей; б) $\pi + N \to V + N^*$, где N^* - любая изобара. Для этой реакции условие (5) выполняется только в том случае, когда квантовые числа главных особенностей:

$PP_j = +1$, $G(-1)^T P_j = +1$ (вакуумная, ω, φ, ρ, R траектории); в) $N + N \to N + N$. Условие (5) выполняется, если самые правые особенности имеют квантовые числа: $PP_j = -1$ и $G(-1)^T P_j = +1$ или $PP_j = -1$, $G(-1)^T P_j = -1$.

Экспериментальная проверка условия (5) является весьма сложной, если c и d - стабильные частицы. Однако она значительно упрощается в том случае, когда c и d являются резонансами. В этом случае для проверки условия (5) надо изучать корреляции между угловыми распределениями продуктов распада образующихся резонансов.

Рассмотрим совместное угловое распределение $W(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2)$ продуктов распада резонансов c и d. Здесь θ_1, φ_1 и θ_2, φ_2 - полярные и азимутальные углы, определяющие направление вылета продуктов распада c и d, соответственно. (В случае двух- и трехчастичных распадов эти углы выбираются по-разному [3]). Легко показать, что условие (5) приводит к тому, что

$$W(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = W_c(\theta_1, \varphi_1) W_d(\theta_2, \varphi_2) , \qquad (6)$$

т.е. угловые распределения продуктов распада образующихся резонансов оказываются независимыми.

Отметим, что в случае образования резонансов правила отбора по изотопическому спину и G -четности в t - канале обычно сильно уменьшает, по сравнению со случаем упругого расстояния, число возможных состояний, которыми может происходить обмен. Поэтому можно надеяться, что условия (5), (6) будут осуществляться в реакциях образования и последующего распада резонансов при энергиях, достижимых в настоящее время.

Ранее [4] наблюдались значительные корреляции между угловыми распределениями продуктов распада K^{*0}, $N^{*++}_{3/2, 3/2}$, образованных в реакции $K^+ + p \to K^{*0} + N^{*++}_{3/2, 3/2}$ при импульсе K^+ 1,96 Гэв/с и ρ^0, $N^{*++}_{3/2, 3/2}$, образованных в реакции $\pi^+ + p \to \rho^0 + N^{*++}_{3/2, 3/2}$ при импульсе π^+ 3,6 Гэв/с. В случае первой реакции возможен обмен состояниями с квантовыми числами ρ-, A_2- (R - траектория), π -мезонов, во второй реакции - A_2-, π - мезонов. Из сказанного выше следует, что наличие корреляций означает отсутствие факторизации амплитуд при этих значениях энергий. Этого и следовало ожидать, так как нет оснований считать, что при таких небольших энергиях можно ограничиться вкладом только одного, самого правого полюса в j - плоскости.

Однако, если модель нескольких полюсов Редже верна, то величина этих корреляций должна убывать с увеличением энергии. Если же значительную роль играют ветвления в j -плоскости, то корреляции между угловыми распределениями продуктов распада резонансов могут не стремиться к нулю при $s \to \infty$.

Автор благодарен И.Я.Померанчуку, К.А.Тер-Мартиросяну и Ю.А.Симонову за обсуждение.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступило в редакцию
12 сентября 1966 г.

Литература

[1] М.С.Маринов. ЖЭТФ, 46, 947, 1964.

[2] В.Н.Грибов, Б.Л.Иоффе, И.Я.Померанчук, А.П.Рудик. ЖЭТФ, 42, 1419, 1962; В.Н.Грибов, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 42, 1682, 1962.

[3] H.Pilkuhn, B.E.Y.Svensson. Nuovo Cim., 38, 518, 1965.

[4] G.Goldhaber et al. Phys. Lett., 18, 76, 1965.