ДВУХЧАСТИЧНЫЕ НЕУПРУГИЕ РЕАКЦИИ И ДВИЖУЩИЕСЯ ТОЧКИ ВЕТВЛЕНИЯ В ПЛОСКОСТИ УГЛОВОГО МОМЕНТА

А.А.Ансельм, И.Т.Дятлов

Двухчастичные неупругие реакции при высокой энергии (перезарядка, рождение резонансов и т.д.) описываются обычно с помощью полюсов Редже в перекрестном канале, имеющих подходящие квантовые числа [1]. Этот подход приводит, как будто, к неплохому согласию с экспериментом в области небольших переданных импульсов, где только и имеются в настоящее время экспериментальные данные. С другой стороны, чисто полюсное рассмотрение не является удовлетворительным с теоретической точки зрения, так как при этом игнорируется существование ветвлений в плоскости углового момента.

В работах [2] был вычислен вклад мандельштамовских точек ветвления в асимптотику амплитуды упругого рассеяния при больших переданных импульсах. Поскольку ветвления оказывались при этом самыми правыми особенностями в плоскости углового момента, то именно они и определяли асимптотику амплитуды. Аналогичное явление имеет место и в случае двухчастичных неупругих процессов. Мы рассмотрим в настоящей заметке вклад ветвлений в асимптотику амплитуд таких реакций, при больших переданных импульсах $|t| >> m^2$, но при $|t| << s$ (s – квадрат полной энергии в системе ц.и., m – масса нуклона),

Способом, описанным в работе [3], легко получить траектории точек ветвления, возникающих при обмене в t - канале одним полюсом $\beta(t_1)$ с нужными квантовыми числами и n вакуумными полюсами $a(t_2)$ $(a(o) = 1)$:

$$j_{n+1}(t) = \beta(t_1) + n a(t_2) - n. \qquad (1)$$

"Массы реджионов" t_1 и t_2 определяются уравнениями:

$$\sqrt{t_1}\, \beta'(t_1) = \sqrt{t_2}\, a'(t_2), \quad \sqrt{t_1} + n\sqrt{t_2} = \sqrt{t}. \qquad (2)$$

При значениях номера $n >> \sqrt{t/m^2}$:

$$\sqrt{t_2} \approx \frac{\sqrt{t}}{n}, \qquad \sqrt{t_1} \approx \frac{\sqrt{t}}{n}\, \frac{a'(o)}{\beta'(o)}, \qquad (3)$$

и уравнения траекторий имеют вид:

$$j_{n+1} \approx \beta(o) + \frac{a'(o)\, t}{n}. \qquad (4)$$

Таким образом, точка $j = \beta(o)$ оказывается точкой сгущения ветвлений * подобно тому, как точка $j = 1$ является точкой сгущения мандельштамовских ветвлений. Если при заданных квантовых числах (изотопическом спине, странности и т.д.) $\beta(t)$ есть самая правая при малых t сингулярность в j -плоскости, то при больших $|t|$ ветвления (4) остаются самыми правыми особенностями, хотя полюс $\beta(t)$ может уходить далеко налево. Поэтому именно сингулярности (4) определяют асимптотику амплитуды при больших $s >> |t|$.

В работе [2] показано, что использование приближения (4) для вычисления упругой амплитуды (когда $\beta(o) = a(o) = 1$) справедливо лишь при $\ln(s/m^2) >> 1$. Если же, как это имеет место при современных энергиях, $\ln(s/m^2) \gtrsim 1$, то для вычисления вклада мандельштамовских ветвлений необходимо пользоваться точными уравнениями для траекторий. Можно показать, что в рассматриваемом нами случае, даже при $\ln(s/m^2) \sim 1$, законно использование следующего приближения для траекторий j_{n+1}:

$$j_{n+1} \approx \beta(o) + n a(t/n^2) - n. \qquad (5)$$

Формула (5) получается из (1) заменой $t_1 = 0$ и $t_2 = t/n^2$. Отличие (5) от (1) влияет лишь на несущественный для нас предэкспоненциальный множитель в амплитуде.

Вычисление асимптотики амплитуды упругого рассеяния было произведено в [2] с помощью суммирования вклада мандельштамовских ветвлений. При этом мы существенно опирались на знакопеременность скачков на ветвлениях с соседними номерами n. Такая же знакопеременность имеет место и в рассматриваемом случае. Поскольку выражение (5) для траекторий j_{n+1} отличается от траекторий мандельштамовских ветвлений: $n\alpha(t/n^2)-n+1$ лишь на постоянное число $\beta(o)-1$, и свойства скачков на особенностях (5) те же, что у скачков на мандельштамовских ветвлениях, все вычисления работы [2] переносятся на рассматриваемый случаи без изменений. Единственным отличием будет появление в амплитуде дополнительного множителя $s^{\beta(o)-1}$, соответствующего сдвигу сгущения ветвлений в j-плоскости на величину $\beta(o)-1$. Для сечения любого двухчастичного процесса получаем выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{F(\xi,r)}{s^{2(1-\beta(o))}}\exp\{-2\sqrt{2\pi r\xi\,\mathrm{ctg}\,\phi/2}\,\Phi_1(\xi)\}(1+$$

$$+\lambda\cos(2\sqrt{2\pi r\xi\,\mathrm{tg}\frac{\phi}{2}}\,\Phi_2(\xi)+\chi)),\quad \xi=\ln(s/m^2),$$

$$r=-\alpha'(o)t. \tag{6}$$

Здесь F, λ, χ и ϕ – медленно меняющиеся функции ξ и r; параметр ϕ связан с убыванием скачков на ветвлениях при возрастании номера n. Функции $\Phi_1(\xi)$ и $\Phi_2(\xi)$ обращаются в единицу при $\xi\to\infty$ и определяются лишь траекторией вакуумного полюса и величиной ϕ. В принципе параметр ϕ должен отличаться для различных процессов. Однако, особенно интересным с теоретической точки зрения является случай $\phi=\pi/2$, который соответствует не очень быстрому падению скачков с номером n и появлению экспоненциальной зависимости сечения от переданного импульса лишь за счет знакопеременности скачков на соседних ветвлениях. Если $\phi=\pi/2$, то показатель экспоненты в формуле (6) оказывается универсальным для всех упругих и неупругих процессов. Экспериментальное подтверждение такой возможности было бы очень интересно. Величина $\phi=\pi/2$ хорошо согласуется, как показано в работе [2], с данными по pp-рассеянию.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
9 марта 1967 г.

Литература

[1] К.А.Тер-Мартиросян. Препринт ИТЭФ, № 417, 1967.
[2] А.А.Ансельм, И.Т.Дятлов. ЯФ, 6, 1967(в печати).
[3] В.Н.Грибов, И.Я.Померанчук, К.А.Тер-Мартиросян. ЯФ, 2, 361, 1965.

---

* На это сгущение в связи с работой [3] указывали Грибов, Померанчук и Тер-Мартиросян еще в 1964 г.