

В. А. ЦАРЕВ

ШИРИНА РЕЗОНАНСОВ И РАССЕЙНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

(Представлено академиком П. А. Черенковым 22 I 1973)

В настоящей работе мы покажем, что учет ширины резонансов, обменивающихся в t -канале, существенно влияет на аналитические свойства амплитуды в комплексной плоскости углового момента J и приводит к специфическому поведению при высоких энергиях.

Чтобы увидеть это, запишем амплитуду рассеяния как сумму вкладов резонансов по t -каналу, принадлежащих семейству с $M^2(J) = (J - \alpha_0)/\alpha'$:

$$T(s, t) = \sum_J R(J, t) P_J(\cos \theta) / D(J, t), \quad (1)$$

где $D(J, t) = M^2 - t - iM\Gamma$ — пропагатор, соответствующий обмену резонансом с массой M и шириной Γ .

Предполагая необходимые аналитические свойства по J вершин $R(J, t)$, преобразуем сумму (1) в интеграл Зоммерфельда — Ватсона. В случае $\Gamma = 0$ отсюда немедленно следует (1) Редже-полусная асимптотика амплитуды. При $\Gamma \neq 0$ свойства пропагатора меняются. Записывая $D(J, t)$ в виде $1/\alpha'(\sqrt{J - \alpha_0 - r_+})(\sqrt{J - \alpha_0 - r_-})$, где r_{\pm} — корни уравнения $D(J, t) = 0$, убеждаемся, что амплитуда рассеяния в этом случае обладает фиксированным разрезом от $-\infty$ до α_0 и парой полюсов при $J = \alpha_{\pm} = \alpha_0 + r_{\pm}^2$. Учитывая наличие в амплитуде унитарного разреза по t от порога $t_0 = 4\mu^2$, запишем Γ в виде $\gamma\sqrt{t - t_0}$, где в дальнейшем будем полагать γ постоянной (пороговое поведение $\gamma \sim (t - t_0)^J$ не меняет существенно свойств амплитуды и может быть легко учтено). Тогда

$$\alpha_{\pm}(t) = \alpha_0 + \alpha' t + \frac{\alpha'}{2} \{ \gamma^2 (t_0 - t) \pm i\gamma \sqrt{(4 - \gamma^2)(t - t_0)(t - t_1)} \}. \quad (2)$$

Из (2) видно, что при $t > t_0$ полюсы α_+ и α_- являются комплексно-сопряженными, причем α_+ лежит на первом, а α_- на втором листе. При $t = t_0$ оба полюса становятся действительными и при уменьшении t приближаются к α_0 . При $t = 0$ α_+ обходит точку ветвления α_0 и уходит на II лист, где при $t_1 = -\gamma^2 t_0 / (4 - \gamma^2)$ встречается с α_- и образует с ним при $t < t_1$ комплексно-сопряженную пару. Таким образом, при $s \rightarrow \infty$ и $t < 0$ поведение амплитуды определяется не полюсом Редже, а фиксированным разрезом. Однако при малых t полюсы α_{\pm} лежат близко к реальной оси и (при умеренных s) определяют поведение интеграла Зоммерфельда — Ватсона, приводя к имитации движущегося полюса на I листе. При $s \rightarrow \infty$ и $t \neq 0$ влияние полюсов становится несущественным.

Чтобы получить наглядное представление о поведении амплитуды, положим $R(J, t) = \text{const}$. В этом случае интеграл Зоммерфельда — Ватсона может быть вычислен явно:

$$T^{\pm}(s, t) = \left(\frac{-1}{i} \right) \frac{\sqrt{\pi}/2}{r_+ - r_-} e^{\alpha_0 s} [f(r_+) - f(r_-)], \quad (3)$$

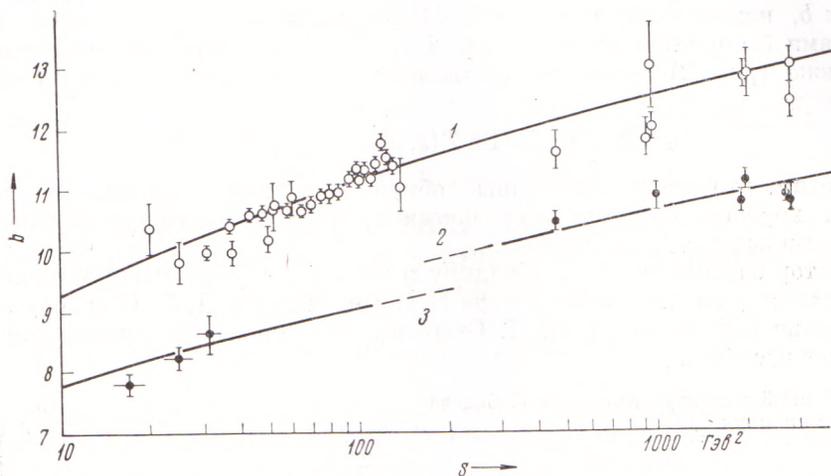


Рис. 1

Рис. 1. Параметр наклона конуса b в $(p-p)$ -рассеянии. Кривые 1, 2 и 3 и точки, лежащие на них, соответствуют значениям $\bar{t} = -0,09$; $-0,22$ и $-0,32$ (Гэв/сек) 2

Рис. 2. Отношение $\alpha = \text{Re } T(s, 0) / \text{Im } T(s, 0)$ реальной и мнимой частей амплитуды $(p-p)$ -рассеяния при $t=0$

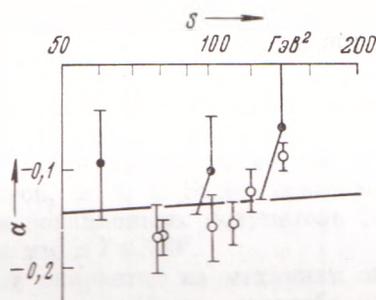


Рис. 2

где

$$f(r) = r e^{r^2 \lambda} \Gamma(-1/2, r^2 \lambda), \quad \lambda = \ln s - i\pi/2$$

и $\Gamma(v, x)$ — неполная гамма-функция. При $s \rightarrow \infty$ и $t=0$

$$T^\pm(s, 0) = \begin{pmatrix} -1 \\ i \end{pmatrix} e^{-i\pi\alpha_0/2} s^{\alpha_0} \gamma^{-1} \sqrt{\pi/\alpha' t_0} \ln s. \quad (4)$$

При $r\lambda \ll 1$ выражение (3) можно разложить:

$$T_{\pm}^\pm \begin{pmatrix} -1 \\ i \end{pmatrix} e^{\alpha_0 \lambda} \left\{ 1 - \xi + \left(\eta + \frac{\pi}{4} \xi^2 \right) - \frac{2}{3} \xi \left(\eta + \frac{\pi}{4} \xi^2 \right) + \dots \right\}, \quad (5)$$

где $\xi = C\sqrt{(t_0 - t)/\lambda}$, $\eta = \alpha' t$, $C = 2\gamma\sqrt{\alpha'}/\pi$ и амплитуду T можно описывать, вводя «эффективную» траекторию

$$\alpha_{\text{эф}} \simeq \alpha_0 - C\sqrt{(t_0 - t)/\lambda} + \alpha' t. \quad (6)$$

В качестве примера рассмотрим сравнение модели с экспериментальными данными по $(p-p)$ -рассеянию. В отличие от модели, основанной на обмене Помероном, которая дает для параметра наклона дифракционного конуса выражение $b = b_0 + 2\alpha' \ln s$, в данном случае (при $t \simeq 0$) получим

$$b \simeq b_0 + C\sqrt{\ln s / (t_0 - t)}, \quad t_0 = 4\mu\pi^2. \quad (7)$$

Выражение (7) отражает характерные свойства экспериментальных данных (см. компиляцию в работе (2)): уменьшение b с ростом $|t|$ и более слабую, нежели линейная, зависимость от $\ln s$ (см. рис. 1). Величи-

ны параметров $b_0=4,98$ и $C=1,23$ были найдены подгонкой (7) к значениям b , измеренным при малых $|t|$ (кривая 1). Затем с этими параметрами были вычислены кривые 2 и 3, соответствующие большим $|t|$, а также (рис. 2) отношение реальной и мнимой частей амплитуды при $t=0$:

$$\alpha = \text{Re } T(s, 0) / \text{Im } T(s, 0) \simeq -C(\pi/4) \sqrt{t_0 / \ln s} \quad (8)$$

(заметим, что чисто померонный обмен дает $\alpha=0$). Видно, что имеет место хорошее согласие теоретических кривых с экспериментальными данными как для b , так и для α .

Автор благодарен А. М. Балдину и акад. П. А. Черенкову за полезные замечания, участникам семинаров Е. С. Фрадкину и Д. В. Ширкову за обсуждение результатов и Н. П. Старкову за помощь при проведении численных расчетов.

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

Поступило
3 I 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ L. Van Hove, Phys. Lett., 24B, 183 (1967). ² G. Barbellini et al., Phys. Lett., 39B, 663 (1972).