

## ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И СЛАБЫХ ПОПРАВКАХ К РАССЕЯНИЮ АДРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л.Л.Франкфурт

В отличие от сильного электромагнитного и слабого взаимодействия учитываются с помощью теории возмущений. Как следствие, в парциальных амплитудах чисто адронных процессов появляются неподвижные особенности, например, от графиков с обменом в  $t$ -канале двумя фотонами (двумя  $W$  мезонами). Это особенности Грибова - Померанчука [1], сдвинутые к  $j = 1$  из-за спина фотона ( $W$ ) [2]. Отсутствие реджезации этих частиц приводит кресту с энергией электромагнитных и слабых поправок к рассеянию адронов.

Рассмотрим вклад вакуумного полюса в  $t$ -канальную парциальную амплитуду процесса:  $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$

$$\mathcal{P}_j(t) = \frac{\alpha r(t)}{\sqrt{j-1} [1 - \beta(t)]} \quad (1)$$

Здесь  $\alpha = e^2/4\pi$  и  $\beta(0) = 1$  (для простоты опущены спиновые индексы). Особенность  $1/\sqrt{j-1}$  должна присутствовать в парциальной сенси-нонсенси амплитуде неправильной сигнатуры из-за существования спектральной функции  $\rho(s, \nu)$  [1-3]. (Если  $r(t) \equiv 0$  - тогда полное сечение рассеяния фотона на адроне падает с ростом энергии [4]). Изучая двухфотонный обмен с помощью  $t$ -канального условия унитарности, получим адрон-адронную парциальную амплитуду:

$$\phi_j(t) = \frac{\alpha^2 R(t)}{[j-1] [1 - \beta(t)]^2} \quad (2)$$

Вычислим асимптотику соответствующей амплитуды:

$$A(s, t) = i a^2 s R(t) \ln^2(s/s_0), \quad f' t \ln(s/s_0) \ll 1, \quad (3)$$

$$A(s, t) = \frac{a^2 R(t) s \exp\left[i \frac{\pi}{2} f(t)\right]}{[1 - f(t)]^2 \sin\left[\pi/2 f(t)\right]} \quad (4)$$

При квазистабильности вакуумного полюса [5] мультиреджеонный обмен не может сократить (3).

Для электромагнитных поправок (см. уравнение (4)) отсутствует сокращение диффракционного конуса с энергией, т. е. (4) возникает от прицельных параметров  $\rho \sim 1/\mu$ .  $s$ -канальные парциальные амплитуды сильных процессов на таких расстояниях малы из-за сокращения диффракционного конуса с энергией. (Например, при обмене вакуумным полюсом:  $\ell_p \sim 1/\ln(s/s_0)$  [6]). Именно по этой причине сильные взаимодействия не могут сократить вклад от неподвижной особенности. Мы начали рассмотрение с поправки второго порядка по  $a$ , так как в этом случае появляются добавочные аргументы, связанные с существованием  $\rho(s, u)$ . В действительности, поправки первого порядка по  $a$  более важны, так как анализ реджеонных диаграмм показывает, что они также выживают при высоких энергиях.

Развитие в статье, представления можно проверить экспериментально. Рассмотрим, например, реакции с невакуумными квантовыми числами в  $t$ -канале, сечения которых в настоящее время быстро падают с энергией:  $\gamma + p \rightarrow \pi^0(\Delta) + p$ ,  $p + p \rightarrow p + \Delta^+$  и т. д. С ростом энергии должна расти область  $t$ , в которой доминирует однофотонный обмен.

До сих пор нигде не использовалось отсутствие массы покоя у фотона, поэтому, развитая выше, аргументация применима и к слабому взаимодействию. Из-за векторности  $W$  все амплитуды слабых процессов второго порядка должны быть порядка  $G^2 s s_0$  ( $G$  — фермиевская константа). Однако реальный эффект может быть значительно больше. Например, слабая поправка к амплитуде упругого рассеяния,  $\sim (Gs)^2$ . При расчете  $s$ -канальной мнимой части от диаграммы, соответствующей обмену в  $t$ -канале двумя  $W$  мезонами амплитуда процесса:  $W + N \rightarrow W + N$  считается равной амплитуде комптоновского рассеяния. Усиление возникло из-за большой массы  $W$  (мы предполагаем  $m_W^2 \gg s$ ) и из-за скэйлинга для  $A_{\gamma p}$  [7]. Процессы первого порядка по слабому взаимодействию, как аргументировано выше, должны описываться простейшей фейнмановской диаграммой с обменом одним  $W$  мезоном, следовательно, их сечения стремятся к константе в пределе больших энергий. Примером могут служить реакции:  $\pi^- + p \rightarrow k^0 + n$ ,  $p + n \rightarrow \Sigma^0(\Lambda) + p$  и т. д. Простейшая оценка показывает, что сечения этих процессов порядка  $10^{-40} \text{ см}^2$ . (При расчете факторы всех адронов считались равными фактору протона, кроме того учитывалась добавочная малость из-за угла Кабиббо). Больше по величине эффект несохранения пространственной четности из-за возможности интерференции слабой и сильной амплитуд. Для примера, мы оценим продольную поляризацию нейтрона в реакции:  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$  используя в качестве сильной амплитуды обмен  $\rho$  реджеоном [8]. При  $E_\pi = 25 \text{ Гэв}$  можно ожидать  $P_\rho \sim 10^{-5}$ . Однако при  $E_\pi = 400 \text{ Гэв}$   $P_\rho$  возрастает до  $10^{-4}$ . Несохраниение четности, вероятно, легче наблюдать, изучая зависимость сечения от поляризации начальных частиц.

Автор благодарен А.А.Ансельму, В.Н.Грибову, Е.М.Левину, Л.Н.Липатову, В.М.Лобашову, Л.Е.Окуню, Р.М.Рындиному, В.М.Шехтеру за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию  
19 октября 1970 г.

### Литература

- [1] В.Н.Грибов, И.Я.Померанчук. *Phys. Lett.*, 2, 232, 1962.
  - [2] Я.И.Азимов. *Phys. Lett.*, 3, 195, 1963.
  - [3] С.Л.Мандельштам, Л.Л.Вонг. *Phys. Rev.*, 160, 1490, 1967.
  - [4] В.Д.Мур. *ЖЭТФ*, 44, 2173, 1963; 45, 1051, 1964.
  - [5] В.Н.Грибов, А.А.Кигдал. *ЯФ*, 8, 1002, 1968.
  - [6] Е.Н.Грибов. *ЖЭТФ*, 41, 667, 1961.
  - [7] Р.Е.Тэйлор. XV Международная конференция по физике высоких энергии, Киев 1970.
  - [8] R.Y.N.Rarita et al. *Phys. Rev.*, 165, 1615, 1968.
-