

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 519 – 522

5 мая 1971 г.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВКЛАДЫ В ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ

B. M. Буднев, И. Ф. Гинзбург

Если экстраполировать старые данные о полных сечениях рассеяния адронов в модели полюсов Редже [1], то при $E \gtrsim 30 \text{ Гэв}$ сечения должны еще убывать. В то же время экспериментальное сечение σ^{exp} [2], начиная с $25 - 30 \text{ Гэв}$ практически постоянно; с ростом энергии оно все больше отклоняется от экстраполяции [1] и при 60 Гэв превышает ее (для $\pi^- p$ - и $K^- p$ -рассеяния) примерно на 1 мбн . Кроме того, данные [2] свидетельствуют о нарушении теорем Померанчука и Окуня – Померанчука, если наблюдаемое постоянство сечений связано с выходом его на асимптотику.

Эти данные принято объяснять перерассеянием в различных вариантах эйкональных моделей (см., например, [3]). В то же время все теоретические рассмотрения имеют в виду только чисто адронные сечения σ^h . В измеряемые же величины σ^{exp} дает вклад и электромагнитное взаимодействие. Обычно считают, что относительная величина этого вклада $\sim \alpha$, и он пренебрежим при интерпретации современного эксперимента. Ниже мы покажем, что в действительности величина этих вкладов может достигать 1 мбн (при 60 Гэв). (Не исключено, что в разных по методике экспериментах эти величины несколько различаются).

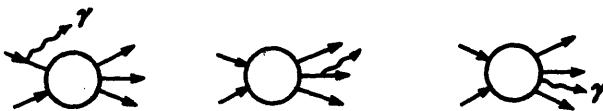


Рис. 1

Существенный вклад в σ^{exp} вносит тормозное излучение (рис. 1). Основной вклад связан с малыми k_1^2 [4] (когда импульсы фотона и одного из адронов почти параллельны и угловое распределение родившихся адронов практически не деформируется):

$$\sigma_{\gamma}^{(1)} = \frac{2\alpha}{\pi} \sigma^h \ln \gamma \frac{d\omega}{\omega} \quad (\gamma = s/2m_1 m_2). \quad (1)$$

При $E = 60$ Гэв сечение излучения фотона с энергией $\omega > m_\pi$ составляет ~ 2 мбн.

Однако было бы неправильным для получения чисто адронных сечений просто вычесть из σ^{exp} результат интегрирования (1). Поправка σ_2^γ — того же порядка, в значительной степени компенсирующая вклад тормозного излучения, происходит из интерференции чисто адронной амплитуды с диаграммами рис. 2, содержащими электромагнитную вершину. Возможность такой компенсации делает расчет очень модельным. В общем случае:

$$\sigma^\gamma = \sigma_1^\gamma + \sigma_2^\gamma = \frac{\alpha}{\pi} \sigma^h (C_2 \ln^2 \gamma + C_1 \ln \gamma + C_0); \quad C_i \sim 1. \quad (2)$$

Поправки такого sorta существенны при изучении глубоко неупругого πp -рассеяния (см., например, [5]). Для адронных сечений предположение о быстром убывании амплитуд при сходе с массовой поверхности и при росте $|t|$ приводит к полному сокращению дважды логарифмических членов, $C_2 = 0$ [6]. При этом не удается ничего сказать о величине C_1 . Если принять $C_3 = 0$, $C_1 = 2$, то для πp -рассеяния при 60 Гэв $\sigma^\gamma = 0,7$ мбн. Вклады σ^γ для разных процессов (например, $\pi^- p$ и $\pi^+ p$) различны как за счет разницы в суммарном заряде родившихся частиц, так и потому, что в силу (1) σ_1^γ содержит интеграл от адронных сечений σ^h при меньших энергиях, где они различаются довольно сильно.

Второй важный механизм связан с периферическими однофотонными процессами (рис. 3). Считая полное сечение γp -рассеяния постоянным и равным асимптотическому значению $\sigma_{ac}^{\gamma p} = \sigma^{\gamma p} \sigma^{pp} / \sigma^{pp}$ и пренебре-

гая магнитными вкладами, найдем для процесса рис. 3, б (здесь конечные адроны сосредоточены в не слишком узком конусе вокруг первоначального направления и отброшен вклад временных фотонов):

$$\sigma_{3\beta} \sim \sigma_{\text{ac}}^{\pi} \frac{a}{\pi} \ln^2 \gamma \quad (\text{при } E = 60 \text{ ГэВ}, \sigma_{3\beta} \sim 0,01 \text{ мбн}). \quad (3)$$

Примерно таковы же сечения остальных процессов рис. 3 (для упругого рассеяния с учетом экспериментального ограничения $|t| \geq 0,014$).

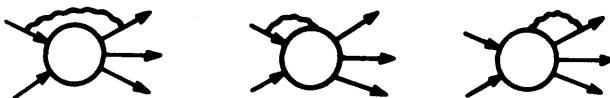


Рис. 2

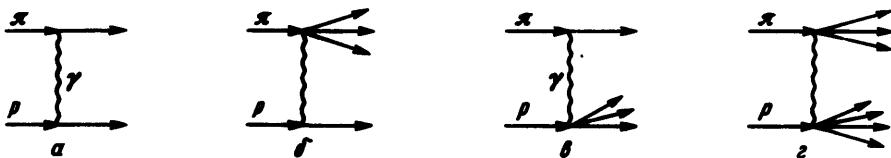


Рис. 3

В итоге $\sigma_3 \sim 0,04 \text{ мбн}$. Примем, что фазовые соотношения при малых передачах всюду близки к тем, которые справедливы при рассеянии вперед при $E \sim 20 \text{ ГэВ}$, где для πp -рассеяния $\text{Re } f / \text{Im } f = \text{ctg } \delta \sim 0,2$. (Если $\text{ctg } \delta \neq 0$ из-за вклада полюсов Редже, отличных от померанчона, он должен падать как $E^{-1/2}$ и при $E \sim 60 \text{ ГэВ} \text{ ctg } \delta > 0,1$. Примем $\text{ctg } \delta \sim 0,15$). Тогда вклад в сечение, связанный с интерференцией между чисто адронными амплитудами и амплитудами процессов рис. 3 составит по порядку величины:

$$\sigma_{ii} \sim 2 \text{ctg } \delta \sqrt{\sigma_{\pi p}^h \sigma_3} \sim 2 \cdot 0,15 \sqrt{25 \cdot 0,04} = 0,3 \text{ мбн}. \quad (4)$$

Величину σ_{ii} можно представить в виде суммы изоскалярного σ_{ii}^0 и изовекторного σ_{ii}^1 вкладов. По-видимому, $\sigma_{ii}^1 \gg \sigma_{ii}^0$. В итоге, например, для πN -рассеяния

$$\sigma_{\pi \pm p}^{\text{exp}} = \sigma_{\pi \pm p}^h + \sigma_{\pi \pm p}^Y \pm \sigma_{ii}^1 + \sigma_{ii}^0; \quad \sigma_{\pi^- n}^{\text{exp}} = \sigma_{\pi^- n}^h + \sigma_{\pi^- n}^Y + \tilde{\sigma}_{ii}. \quad (5)$$

Величины σ^Y логарифмически растут. Они могут быть связаны с электромагнитными поправками к траекториям Редже и почти не дают вклада в разность сечений. Однако, наличие их вызывает логарифмический рост сечений (более быстрый, чем в различных вариантах эйконального приближения) и способно взять на себя наблюдаемый "перелом" в полных сечениях. Разность $\sigma_{\pi^- p} - \sigma_{\pi^+ p} \sim 2\sigma_{ii}^1$, по-видимому, асимптотически убывает, но при нынешних энергиях $2\sigma_{ii}^1 \sim 0,6 \text{ мбн}$ (4). При вычислении сечения с помощью оптической теоремы эти вклады можно пытаться оценивать с помощью обобщения формулы Бете, учитываю-

щего как различие дифракционных конусов для разных траекторий [7] (с разными сигнатурными множителями), так и большой вклад неупругих каналов.

Итак, в настоящее время нельзя интерпретировать сечения σ^{exp} как чисто адронные σ^h с точностью лучше 1 $\mu\text{бн}$. В отсутствие последовательной общепринятой модели выделение σ^h из σ^{exp} невозможно. Нам представляется разумным следующий способ решения задачи: в различных моделях сильного взаимодействия рассчитать электромагнитные поправки $\sigma^U + \sigma^Y$, учитывая все члены разложения вида (2), а также $\text{Re } f / \text{Im } f$ и сечения физических процессов с излучением фотона (тормозное излучение при упругом и неупругом рассеянии). Если возникнут какие-нибудь универсальные соотношения между соответствующими коэффициентами, то из экспериментов по тормозному излучению можно будет восстановить σ^Y и $\text{Re } f / \text{Im } f$.

Авторы благодарны Н.Н.Аchasову, С.П.Денисову, А.В.Ефремову, Л.Д.Соловьеву, В.В.Серебрякову и В.М.Шехтеру за полезные обсуждения .

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
22 марта 1971 г.

Литература

- [1] V.Barger, M.Olsson, D.D.Reeder. Nucl. Phys., 5B, 411, 1968;
К.А.Тер-Мартиросян. Письма в ЖЭТФ, 10, 445, 1969.
 - [2] IHEP – CERN collab. Phys., Lett., 30B, 500, 1969.
 - [3] А.Н.Тавхелидзе. Рапporterский доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
 - [4] В.Н.Грибов. ЯФ, 5, 399, 1967.
 - [5] L.W.Mo, Y.S.Tsai. Rev. Mod. Phys., 41, 205, 1969.
 - [6] В.Г.Горшков и др. Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
 - [7] Ю.Н.Кафиев. ЯФ, 12, 562, 1970.
-