

О ВЕЛИЧИНЕ ТРЕХПОМЕРОННОЙ ВЕРШИНЫ

В.А.Абрамовский

Показано, что при учете двух первых порядков теории возмущений нельзя получить малую голую трехпомеронную вершину g , согласующуюся с экспериментальными данными. Учет третьего порядка, вероятно, приводит к $g/g_{\text{эфф}} \approx 4$.

Для инклюзивных сечений в области трехреджонного предела относительная величина неусиленных ветвлений в четыре раза больше вкладов неусиленных ветвлений в полные сечения (нет тождественных реджионов и учитывается комплексно-сопряженная диаграмма). Поэтому вклад трехпомеронной диаграммы компенсируется. Из-за того же увеличивается и отрицательный вклад полуусиленных ветвлений. В результате голая трехпомеронная вершина g , которую обычно принимали равной эффективной $g_{\text{эфф}} \approx (1/40)g$ [1], изменяется (g – вершина взаимодействия померона с частицей, $g^2 \approx 50$ мбн). Чтобы получить g , необходимо учесть вклады высших порядков теории возмущений.

В настоящей работе мы учли вклад двух первых порядков по r (рис.1) и неусиленные абсорбционные поправки к диаграммам рис. 1.

При $q_{\perp}^2 = 0$ вклады этих диаграмм в $E(d^3\sigma/dq^3)$ дают:

$$\frac{g^3 r}{16\pi^2} \{1 + J_1 + J_2 + J_3 + \dots\} = \frac{g^3 r \text{эфф}}{16\pi^2} \quad (1)$$

Диаграммы вычислялись при $\xi = \ln(s/1 \Gamma \varepsilon \sigma^2) = 8$, $\eta = \ln(M^2/1 \Gamma \varepsilon \sigma^2) = 5$ (соответствующее значение $X = 0,95$). Радиусы взаимодействия померона с частицей выбирались: $R^2 = 2; 4; 6 \Gamma \varepsilon \sigma^{-2}$, а наклон траектории $\alpha' = 0,3 \Gamma \varepsilon \sigma^{-2}$. Трехмеронная вершина выбиралась точечной. При $R^2 = 2$ учитывались абсорбционные поправки до третьего порядка включительно, при $R^2 = 4; 6$ — до второго порядка. В результате из (1) для (r/g) получено уравнение

$$I_1(R^2) \left(\frac{r}{g}\right) - I_2(R^2) \left(\frac{r}{g}\right)^2 = \frac{1}{40} \quad (2)$$

где

$$I_1(2) \approx 0,4; \quad I_1(4) \approx 0,6; \quad I_1(6) \approx 0,7;$$

$$I_2(2) \approx 2,3 \quad I_2(4) \approx 4,4 \quad I_2(6) \approx 4,0.$$

При $R^2 = 2; 4$ уравнение (2) не имеет действительных решений для r/g ; при $R^2 = 6$ появляется решение $(r/g) \approx 0,09 \pm 0,04$.

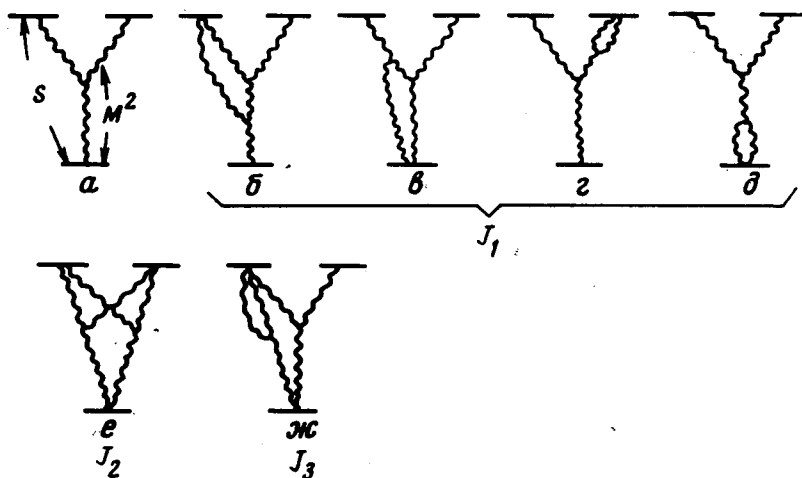


Рис. 1

Но такое значение радиуса невозможно согласовать с наклоном дифракционного пика в упругом рассеянии [2] и в инклюзивных сечениях [3], которые дают $R^2 \approx 2 \Gamma \varepsilon \sigma^{-2}$.

Грубые оценки показывают, что при $R^2 = 2$ коэффициент при $(r/g)^3$ в (1) положителен и порядка $10 + 50$. Если коэффициент при $(r/g)^4$ то-

го же порядка, то это позволяет получить решение $(r/g) \sim 1/10^{11}$, которое возникает от вкладов диаграмм второго и третьего (рис. 2, а) порядков. Если такое решение реализуется, то эффективный наклон $\alpha'_{эфф}$ для инклюзивных сечений уменьшается. На эксперименте наблюдается $\alpha'_{эфф} \approx 0,15 + 0,2 [4]$.

Возможно, в решении необходимо учитывать четырехпомерное взаимодействие (рис. 2 б, в). В порядке $\lambda r/g^2$ диаграммы дают положительный вклад, который сокращает часть вклада в порядке $(r/g)^2$.

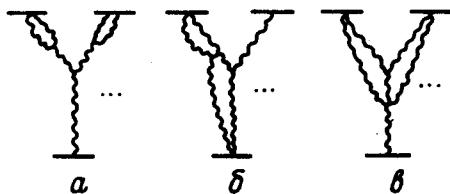


Рис. 2

Из-за того, что (r/g) увеличилось, вклады ветвлений приводят к более быстрому росту σ_{tot} с энергией, что, возможно, соответствует эксперименту. Изменение полного сечения [5]

$$\Delta\sigma = g^2 \left(1 - \left(\frac{r}{g} \right) \frac{\gamma_p}{4\alpha'} \ln \left(1 + \frac{\alpha' \xi}{R^2} \right) \right) \left(\frac{r}{g} \right)^2 \gamma_p \frac{\Delta\xi}{4\alpha'} \quad (3)$$

где $\gamma_p = g^2/8\pi$, в интервале энергий от $E_{лаб} = 30 \text{ Гэв}$ до $E_{лаб} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ Гэв}$ ($\Delta\xi \approx 3,9$) составляет 3,7 мбн.

Приближенную оценку сверху на величину r/g можно получить из того, что наблюдаемое на опыте распределение по рапидити в пучке не зависит от q_{\perp}^2 [4]. Это означает, что процессы с образованием нескольких пучков (рис. 1, е) малы, т. е. $J_2 < 1$.

$$J_2 = \frac{r}{g} \gamma_p^2 3\eta C^3 \{ 8[\alpha'(\xi - \eta + \ln 2) + R^2][\alpha'(\xi + \eta - \ln 2) + 3R^2] \}^{-1} \quad (4)$$

где $C^2 = 1,3$. Из этого равенства получаем $(r/g) < 0,4$.

В заключение обратим внимание на величину параметров, характерных для реджионной теории возмущений:

$$\rho_1 = \left(\frac{r}{g} \right)^2 (\gamma_p/4\alpha') \xi \quad \text{и} \quad \rho_2 = \left(\frac{r}{g} \right) (\gamma_p/4\alpha') \ln \left(1 + \frac{\alpha' \xi}{R^2} \right).$$

¹⁾ Отметим, что учет только абсорбционных поправок к диаграмме рис. 1, а (т. е. отбрасывая вклады порядка r^2) приводит к $(r/g) \approx 1/16$.

При $(r/g) \approx 1/10$ и $\xi \approx 8$ $\rho_1 \approx \rho_2 \approx 1/3$. Если (r/g) несколько больше, например $(r/g) \approx 1/7$, то $\rho_1 \approx 2/3$ и тогда мы находимся в области перехода к асимптотическому режиму [5].

Автор благодарен О.В.Канчели за обсуждения и ценные замечания.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
3 января 1976 г.

Литература

- [1] A.B.Kaidalov, V.A.Khoze, Yu. F.Pirogov, N.L.Ter-Isaakyan. Phys. Lett., 45B, 493, 1973; A.B.Kaidalov, K.A.Ter-Martirosyan. Nucl. Phys., B75, 471, 1974.
 - [2] V.Bartenev et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1088, 1973.
 - [3] K. Abe et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1527, 1973.
 - [4] A.B.Kaidalov, V.A.Khoze. Report at the IV International Seminar on Problems of High Energy Physics, Dubna, June 1975, Preprint LIYaF, 193, 1975.
 - [5] A.A.Мигдал, А.М.Поляков, К.А.Тер-Мартиросян. ЖЭТФ, 67, 2009, 1974.
-