Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.11, стр. 681 – 684. *5 июня 1972 г.*

МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ρ-МЕЗОНОВ

Е.М.Левин, М.Г. Рыскин

В настоящее время появились основания считать, что главный вклад в сечение взаимодействия адронов при высоких энергиях дают процессы "лестничного" типа, [1] рис. 1; характерная кинематика которых состоит в том, что все рождаемые частицы имеют малые поперечные импульсы, а их продольные импульсы упорядочены, так что импульс каждой следующей частицы в несколько раз больше импульса предыдущей. При этом парные энергии соседних адронов невелики и можно вычислить сечение рассеяния частиц при высоких энергиях, зная амплитуды взаимодействия при низких энергиях.

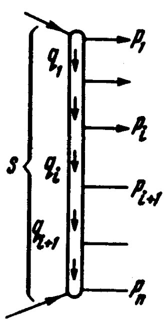

Рис. 1

К сожалению, если строить лестницу, в которой обмен осуществляется частицами со спином 0 (π-мезон), то, при экспериментальных значениях константы связи, такая модель дает сечение падающее как $s^{-0,7}$[2], а если константу связи увеличить настолько, чтобы полное сечение σ_{tot} стало постоянным, то сечение $\pi\pi$-рассеяния при малых энергиях становится выше унитарного предела, а σ_{tot} оказывается слишком большим

$$\sigma \sim \frac{16\pi^3}{Nm^2} \sim 300 \text{ мб} \quad (\text{при } m = m_\rho) \tag{1}$$

здесь m – масса излучаемой частицы, N – размерность изотопического мультиплета.

В этой работе мы покажем, что ситуация значительно улучшается, если учесть разумную зависимость амплитуды рождения "n" частиц от парных энергий $S_{ik} = (p_i + p_{i+1} + \ldots + p_k)^2$. Действительно: пусть существует только один сорт частиц (например ρ-мезон) и матричный элемент имеет вид

$$M_n = g^2 \prod_{i=1}^{n-1} \frac{g^2}{q_i^2 - m^2} \left(\frac{S_{in}}{S_{i+1,n}} \right)^{1/2}. \tag{2}$$

(Для последней ($n-1$)-й ступеньки рис. 1 пишем просто $(S_{n-1,n})^{1/2}$, т. е. S_{nn} полагается равным 1 $Гэв^2$). Такая формула (2) соответствует обмену "стоячим" реджезованным ρ-мезоном, т. е. его траектория $\alpha(t) = \alpha(0) = 1/2$. Графики рис. 1 с матричным элементом (2) легко просуммировать с помощью уравнения типа Амати, Фубини, Стангелини [4] (AFS) рис. 2. Тогда для мнимой части амплитуды рассеяния вперед $A(S, q^2)$ в изотопическом спине 0 t-канала получим

$$A(S, q^2) = \pi g^2 \delta(s - m^2) + \frac{g^2}{16\pi^2} \int^{S'_{max}} \frac{dS'}{S}\left(\frac{S}{S'}\right) \frac{d|q'^2|\, A(S', q'^2)}{(q'^2 - m^2)^2}, \tag{3}$$

где

$$S'_{max} = \frac{S}{2|q^2|}\left((m^2 - q^2 - q'^2) - \sqrt{(m^2 - q^2 - q'^2)^2 - 4q^2q'^2}\right) \tag{4}$$

$S' = (q' + p)^2$; $S = (q + p)^2$.

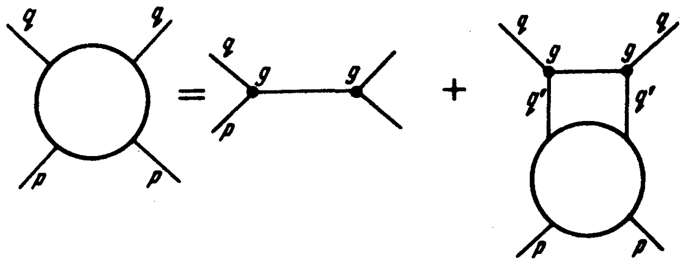

Рис. 2

От исходного уравнения AFS выражение (3) отличается множителем S/S' в правой части. Поведение амплитуды при высоких энергиях определяется однородным уравнением (5)

$$A(S, q^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \int^{S'_{max}} \frac{dS'}{S}\left(\frac{S}{S'}\right) \frac{d|q'^2|\, A(S', q'^2)}{(q'^2 - m^2)^2}, \tag{5}$$

где роль эффективной константы связи $\tilde{g}^2$ играет величина $g^2(S/S')$. Чтобы оценить значение S/S' положим $q^2 \sim q'^2 \sim -m^2$. Тогда из (4) видно, что $S/S'_{max} \sim 3$; и так как S' меняется от m^2 до S'_{max} то среднее значение $< S/S' > \sim 5$. Таким образом мы имеем выигрыш в 5 раз ($\tilde{g}^2 \sim 5g^2$) и можем получить постоянное полное сечение при сравнительно малой константе g^2. Величина же полного сечения определяется неоднородным уравнением (3) и пропорциональна g^2, а не $\tilde{g}^2 = g^2(S/S')$. Поэтому в нашей параметризации (2), должно получиться постоянное сечение небольшой величины (так как g^2 – мала). Уравнение (5) решалось численно. При $S \to \infty$ мы искали решение в виде $A(S, q^2) = S\sigma(q^2)$, что соответствует постоянному сечению, и определяли наименьшее собственное значение g^2, а затем находили величину $\sigma(q^2)$, тем же способом, что в работе [4].

Положив $m^2 = m_\rho^2$, получаем $g^2 = 16\pi \cdot 6{,}2$ $Гэв^2$, $\sigma(0) = 55$ *мб*, среднее число ρ-мезонов $N_\rho = 0{,}5 \ln S$. Перпендикулярные импульсы π-мезонов, образующихся при распаде ρ, будут в этой модели порядка $(1/2) m_\rho$, а среднее число π-мезонов $N_\pi = 1 \cdot \ln S$. При $\alpha(t) = 0$ (т. е. ρ-мезон со спином 0) уравнение (3) заменилось бы на обычное уравнение AFS [4], и мы бы имели $g^2 = 16\pi \cdot 29$ $Гэв^2$, $\sigma(0) = 230$ *мб* $N_\pi = 1{,}6 \ln S$). Если для $\rho\rho$-четыреххвостки написать формулу типа Венециано [5]

$$B(S, t) = \frac{\Gamma(1 - \alpha(S))\Gamma(1 - \alpha(t))}{\Gamma(1 - \alpha(S) - \alpha(t))} ,$$

то полученная величина $g^2 = 16\pi \cdot 6{,}2$ $Гэв^2$ соответствует довольно большому сечению $\rho\rho$-рассеяния при малых энергиях (~ 40 *мб* при $S \sim 3$ $Гэв^2$), нигде, однако,не превышающему унитарного предела. Полюсной график, изображающий неоднородный член уравнения (3) рис. 2, при нашем g^2 дает в физической области ($S > 4m_\rho^2$) сечение $\sigma_П$ меньшее унитарного предела S волны σ_S $\left(\frac{\sigma_П}{\sigma_S}\right)_{max} = 0{,}65$; при $S = 3{,}3$ $Гэв^2$ $\sigma_П = 13$ *мб*; $\sigma_S = 20$ *мб*.

Таким образом мы показали, что даже в такой упрощенной модели, правдоподобная зависимость амплитуды от парных энергий S_{ik} приводит, при не слишком большой константе связи, к постоянному сечению разумной величины, а распад резонансов на π-мезоны, позволяет при этом получить множественность N_π и перпендикулярные импульсы близкие к экспериментальным [6, 7]. В более реалистической ситуации существенные q^2 могут отличаться от m_ρ^2. Чтобы показать зависимость решения от m^2, приведем результат при $m^2 = 0{,}1$ $Гэв^2$

$$g^2 = 16\pi \cdot 1{,}1 \; Гэв^2; \quad \sigma(0) = 50 \; мб; \quad N_\pi = 1 \ln S .$$

Подробное описание модели, учитывающей зависимость матричного элемента от парных энергий, а так же наличие различных частиц (π, ρ, ω, A_2, f) [3] и их квантовые числа будет опубликовано в дальнейшем. Например, включение f-мезона уменьшает g^2 и полное сечение почти вдвое ($g^2 = 16\pi \cdot 2{,}9$ $Гэв^2$; $\sigma = 32$ *мб*; $N_\pi = 0{,}94 \ln S$)

Авторы благодарят В.Н.Грибова за полезные обсуждения.

Ленинградский
институт ядерной физики

Поступила в редакцию
14 апреля 1972 г.

Литература

[1] В.Н.Грибов. ЯФ, 9, 640, 1969; К.А.Тер-Мартиросян. Nucl. Phys., 68, 591, 1965.

[2] Don. N. Tow. Phys. Rev., D2, 154, 1970.

[3] H.D.I.Abarbanel, G.F.Chew, M.L.Goldberger, L.M.Saunders. Phys. Rev. Lett., 25, 1735, 1970.

[4] D.Amati, A.Stanghellini, S.Fubini. Nuovo Cim., 26, 896, 1962.

[5] G.Lovrelace. Phys. Lett., 28B, 264, 1968; G.Veneziano. Nuovo Cim., 57A, 190, 1968.

[6] L.M.Jones et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1679, 1970.

[7] L.G.Rather et al . Phys. Rev. Lett., 27, 68, 1971.