

ДИФРАКЦИОННОЕ РОЖДЕНИЕ  $A_1$ -МЕЗОНА

Ю. Н. Кафиев, В. В. Серебряков

В последнее время проблема дифракционных реакций и роль померона ( $P$ ) в них вызывают особый интерес. В частности, нет объяснения факту малости сечений дифракционной диссоциации (ДД) ( $\sim 100$  мкбн, в то время как соответствующие упругие сечения  $4 - 6$  мбн). Естественно попытаться объяснить эти и другие свойства ДД законом сохранения, отличающим вершины дифракционного рождения резонансов от упругих вершин. С этим обстоятельством согласуется наличие структур в дифференциальном распределении при диссоциативном рождении, например, при рождении  $N^*$  (1400) и  $A_1$  (1080) наблюдаются острые пики в направлении вперед [1] с наклоном  $12 \div 15$  Гэв $^{-2}$  при малых  $t$ . Объяснение этих свойств ДД можно получить в рамках модели тензорной доминантности (ТМД) [2], согласно которой вершины померона и  $f$ -мезона связаны пропорционально соответствующему матричному элементу тензора энергии-импульса, и, следовательно удовлетворяют закону сохранения

$$(p_a - p_b)_\alpha < b | \theta_\alpha \beta(0) | a > = 0. \quad (1)$$

При дифракционном переходе  $\pi$ -мезона в состояние  $A_J (J^P = 1^+, 2^-, \dots)$  формфакторы этого матричного элемента, существенные при реджизации, оказываются пропорциональными  $t = (p_a - p_b)^2$ . Для спина  $J < 2$  это является кинематическим следствием (1). При  $J \geq 2$  фактор  $t$  возникнет при учете  $\rho - f$  обменного вырождения [3], аналогичное заключение с учетом  $\omega - f$  обменного вырождения можно сделать и в случае барионных вершин. Мы предполагаем, что  $P$ - и  $f$ -Редже вклады пропорциональны [4]. Тогда присутствие  $t$  в Редже вычетах приводит к подавлению сечений ДД в  $(b m_\sigma^2)^{-2} \sim 10^{-2}$  раз по сравнению с

упругими сечениями (амплитуды параметризованы как обычно:  $T = Ae^{bt/2}$ ,  $b \sim 10 \text{ Гэв}^{-2}$ ). При очень больших энергиях модель предсказывает падение сечений ДД как  $\ln^{-3}s$  и появлению дипов при  $t = 0$ . Однако при средних ( $p_L = 10 + 30 \text{ Гэв}/c$ ) ныне доступных энергиях существенным оказывается вклад в мнимую часть амплитуды рождения от двухреджеонных ветвлений (см. рис. 1).

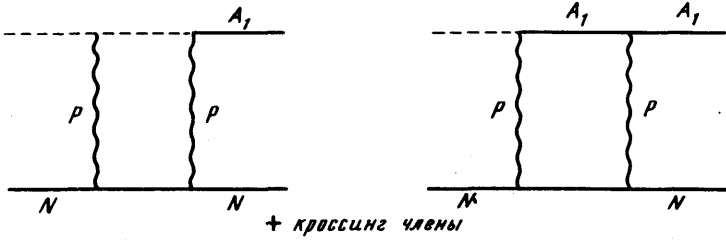


Рис. 1. Двухпомеранчуковские ветвления

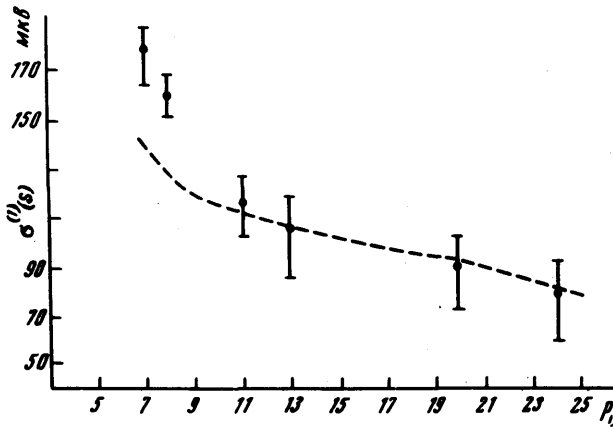


Рис. 2. Сечение  $A_1$ -рождения. Пунктирная кривая

$$= \frac{2}{(2m_A^2 b)^2} \left( \frac{g_S}{g_P} \right)^2 \frac{m_A}{m_\pi} \sigma^{(II)}(s)$$

Вследствие подавленности полюсных вкладов множителем  $t$  очень важной оказывается деструктивная интерференция полюсных вкладов с разрезами, которая приводит к острому пику в дифференциальных сечениях при  $|t| < 0,1$  с наклоном  $\sim 2b$ .

Рассмотрим с этой точки зрения реакцию  $\pi^\pm p \rightarrow A_1^\pm p$  (реакция I) в области средних энергий. Здесь  $\rho - f$  обменное вырождение приводит к фактору  $t$  у всех полюсных вкладов. Поэтому, как и в упругой реакции, доминирует обмен помероном. Вычет его может быть найден, предполагая  $P - f$  пропорциональность и задавая константы

$A_1$  распада. Полагая  $g_D = 0$  и  $\Gamma(A_1 \rightarrow \rho\pi) = 60 \text{ Мэв}$  [5, 1] можно выразить сечение реакции I через сечение упругого  $\pi^\pm p$ -рассеяния (реакция II). В этой формуле учтены все вклады.

$$\begin{aligned} \sigma^I(s) &= \frac{1}{4m_A^2} \left( \frac{g_S}{g_{\rho\pi\pi}} \right)^2 \frac{m_A}{m_\pi} \int \frac{d\sigma^{II}}{dt} t^2 dt = \\ &= \frac{2}{[2m_A^2 b(s)]^2} \frac{m_A}{m_\pi} \left( \frac{g_S}{g_{\rho\pi\pi}} \right)^2 \sigma_e^{II}(s) . \end{aligned} \quad (2)$$

Сравнение с экспериментом дано на рис. 2. Экспериментальные точки взяты из [5, 8].

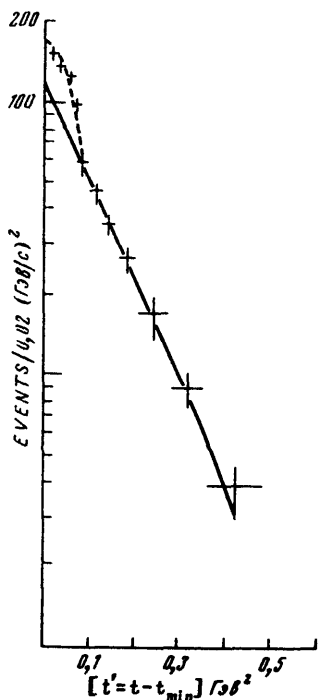


Рис. 3. Дифференциальное сечение  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ . Пунктирная кривая – сечение при  $|t'| \leq 0,15$ . Сплошная кривая – сечение однопионного обмена [6]

Мнимая часть амплитуды  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- p$  (реакция III) в  $A_1$ -области с учетом перерассеяния имеет вид

$$\text{Im } T^{III} \approx \text{Im } T^I = (7t e^{bt/2} + e^{bt/4}) \left[ \frac{d\sigma^I}{dt} (t=0) \right]^{1/2} . \quad (3)$$

Основной вклад в реальную часть  $T^{III}$  дает реджизованный однопионный обмен [6], являющийся фоном реакции I и ответственный

за большую часть полного (80%) и дифференциального (100% при  $|t| \geq 0,15$ ) сечений реакции III (см. рис. 3).

$$\frac{d\sigma^{\text{III}}}{dt} = \frac{d\sigma^{\text{I}}}{dt} (t=0) e^{b_1 t} + \frac{d\sigma^{\text{OPE}}}{dt} (t=0) e^{b_{\text{OPE}} t}. \quad (4)$$

На рис. 3 приведено  $d\sigma^{\text{III}}/dt$  при  $p_L = 16$ . Эксперимент взят из работы [1],  $b_{\text{OPE}} = 6,5 \text{ Гэв}^{-2}$ . Эффективный наклон дифференциального сечения  $A_1$ -рождения, вычисленный по формуле (3) дает  $b_1 = 19 \text{ Гэв}^{-2}$  при  $|t| \leq 0,05$ . При отношении  $d\sigma^{\text{OPE}}(t=0)/d\sigma^{\text{I}}(t=0) = 2$  [1], формула (4) дает очень хорошее согласие с экспериментом. Полный наклон (4) при  $|t| \leq 0,05$  равен  $11 \text{ Гэв}^{-2}$ , (эксперимент [1] дает  $11,5 \pm 1 \text{ Гэв}^{-2}$ ). При этом

$$\frac{d\sigma^{\text{I}}}{dt} (t=0) \approx 1,2 \text{ мбн/Гэв}^2, \quad \frac{d\sigma^{\text{OPE}}}{dt} (t=0) \approx 2,4 \text{ мбн/Гэв}^2$$

полное сечение реакции III оказывается порядка 500 мбн, в согласии с экспериментом [1].

Отметим в заключение, что аналогичное сравнение с экспериментальными данными по дифракционному рождению  $N_{1/2}^*$  в значительной мере осложняется тем, что помимо вышперечисленных эффектов существенный вклад могут давать полюсы Редже, не связанные с  $f$ -мезоном обменным вырождением в барионных вершинах (например  $\rho$ ). Качественная картина при этом может соответствовать той, которая рассмотрена в [7].

Благодарим В.М.Буднева и И.Ф.Гинзбурга за обсуждение.

Институт математики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
29 мая 1972 г.

### Литература

- [1] T.Ballam et al. Phys. Rev. D., 4, 1946, 1971.
- [2] B.Renner. Phys. Lett., 33B, 599, 1970; P.G.O.Freund. Nuovo Cim., 5A, 9, 1971.
- [3] Yu. N.Kafiev, V.V.Serebryakov. IM SO AN Preprint TP-70.
- [4] R.Carlitz, M.B.Green, A.Zee. Phys. Rev. Lett., 26, 1515, 1971.
- [5] G.Ascoli et al. Phys. Rev. Lett., 26, 929, 1971.
- [6] R.T.Deck. Phys. Rev. Lett., 13, 169, 1964; G.Wolf. Phys. Rev., 182, 1538, 1969.
- [7] G.Cohen-Tannoudji, G.L.Kane, C.Quigg. Nucl. Phys., B37, 77, 1972.
- [8] E.Flamino et al. CERNI HERA 70-7, 5, 1970.