Краткие сообщения по физике № 2 1978

О ДИНАМИКЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ АДРОНОВ

В. А. Царев

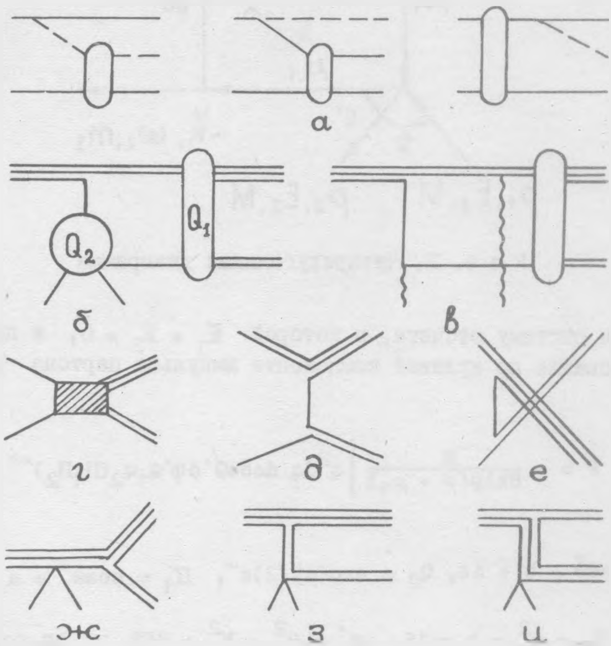
УДК 539.171

Предложена модель дифракционной диссоциации, в которой затравочными являются кварковые состояния адрона. Обсуждаются свойства модели.

В работах /1/ было показано, что дифракционную диссоциацию (ДД) адронов можно рассматривать как результат взаимодействия некоторых "затравочных" состояний адрона, испытывающих только упругое дифракционное рассеяние. Наиболее популярной реализацией этой общей идеи явилась модель Дрелла-Хииды-Дека (ДХД) /2/, в которой предполагается, что затравочные состояния близки к состояниям реальных частиц (рис. 1). Однако, несмотря на известные успехи, при сравнении с экспериментом эта модель встречает ряд трудностей. (Обзор современного развития модели ДХД можно найти, например, в работе /3/). Кроме того, с принципиальной точки зрения вызывает также возражение выбор в качестве затравочных состояний - реальных состояний частиц.

В настоящей работе предлагается модель ДД, в которой затравочными являются кварковые системы, составляющие адрон. Принципиальное отличие от модели ДХД состоит в том, что кварки не вылетают из адрона и после упругого рассеяния обязательно взаимодействуют между собой, превращаясь в конечную адронную систему. Диаграммы, соответствующие такому механизму уже не являются полюсными и, например, для ДД $N \to \pi N$ в импульсном приближении имеют вид, изображенный на рис. 1б. Абсорбтивные поправки показаны на рис. 1в.

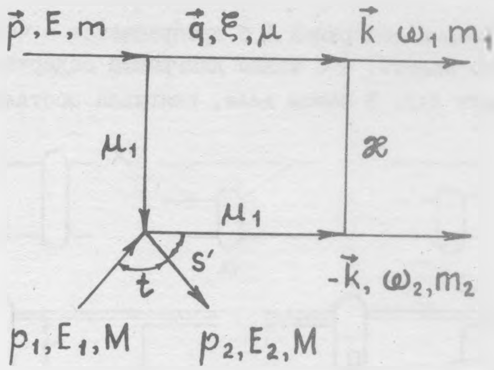
Простейшие вклады в амплитуду Q_1 превращения кварков в адроны показаны на рис. 1 г, д, е. Учет вклада резонансов, изображенных на рис. 1 г, тривиален и сводится к вычислению треугольной диаграммы. С точки зрения динамики ДД более интересными представляются нерезонансные (обменные) вклады (см. рис. 1д и 1е), при учете которых диаграмма I б превращается в четырехугольную - рис. 2. Легко видеть, что такая диаграмма содержит, как частный случай, модель ДХД. В самом деле, стягивая соответствующие квар-



Р и с. I. Диаграммы, описывающие дифракционную диссоциацию

ковые линии, получим диаграммы Iж - и, которые являются кварковой записью диаграмм ДХД (рис. Iа).

Можно ожидать, что основные свойства амплитуды ДД при малых t и W не очень чувствительны к виду волновых функций и могут быть получены из диаграммы рис. 2 с постоянными вершинами. При некоторых упрощающих предположениях амплитуда, соответствующая диаграмме рис. 2, может быть вычислена аналитически. Будем считать все частицы безспиновыми и (кроме p_1 и p_2) нерелятивистскими. Амплитуду Q_1 будем вычислять на массовой поверхности.



Р и с. 2. Четырехугольная диаграмма

Используя систему отсчета, в которой $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 0$, и производя интегрирование по нулевой компоненте импульса партона q_0, получим

$$F = -\frac{N}{8klp(\mu + \mu_1)} \int q^2 dq \, d\cos\theta' d\varphi' Q_1 Q_2 (\Pi_1 \Pi_2)^{-1}. \qquad (I)$$

Здесь:

$$Q_1 = \cos\bar{\theta} + c + i\epsilon, \quad Q_2 = \exp(\beta t/2)s', \quad \Pi_1 = \cos\theta' + a + i\epsilon,$$

$$\Pi_2 = q^2 - b - i\epsilon, \quad s' = \mu^2 + M^2 + 2\xi E_2 + 2qp_2\cos\hat{\theta},$$

$$\cos\bar{\theta} = \cos\theta'\cos\theta + \sin\theta'\sin\theta\,\cos\varphi',$$

$$\cos\hat{\theta} = \cos\theta'\cos\chi + \sin\theta'\sin\chi\,\cos(\varphi - \varphi'),$$

θ, θ', $\bar{\theta}$, $\hat{\theta}$ и χ – углы, соответственно между векторами $\vec{k}$ и $\vec{p}$, $\vec{q}$ и $\vec{p}$, $\vec{q}$ и $\vec{k}$, $\vec{q}$ и $\vec{p}_2$, $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$,

$$a = -(a_1 q^2 + b_1)/q, \qquad a_1 = \frac{\mu + \mu_1}{2p\mu_1},$$

$$b_1 = \frac{\mu}{p}\left[p^2\left(\frac{m - \mu_1}{2m\mu_1}\right) + \mu + \mu_1 - m_1\right], \qquad b = \frac{2\mu\mu_1}{\mu + \mu_1}(W - \mu - \mu_1);$$

$$c = -\frac{1}{lk}\left[\omega_1(\varkappa + m_1) + \varepsilon_1(\mu - \varkappa) - m_1^2 - \mu^2 + \varkappa^2\right]$$

$$\omega_1 = (W^2 + m_1^2 - m_2^2)/2W; \quad \varepsilon_1 = (W^2 + \mu^2 - \mu_1^2)/2W.$$

Величины ω_1, ε_1, k и l – это энергии и импульсы конечного адрона и кварка (на массовой поверхности), W – масса возбужденной системы. Инвариант t связан с p^2 и W соотношением $t = (W - m)^2 - Wp^2/m$. Постоянная N учитывает произведение констант взаимодействия адронов с кварками в вершинах диаграммы, приведенной на рис. 2, и полного сечения рассеяния кварков, которое предполагается постоянным. Вычисление интегралов по углам θ' и φ' вектора $\vec{q}$ сводится к стандартным интегралам. Мы будем здесь пренебрегать зависимостью s' от внутренних переменных, заменяя $s' \to s_1 = (p_2 + k_2)^2$ и аппроксимируем вклад разреза от интегрирования по φ' парой полюсов в точках ветвления. Тогда оставшийся интеграл по q можно свести к вычетам в полюсах. В общем случае, даже после использованных упрощений, выражение для F оказывается очень громоздким. Поэтому мы приведем здесь лишь вклад, существенный вблизи порога $W \simeq m_1 + m_2$:

$$F \simeq -\frac{\pi^2 s_1 \exp(\beta t/2) N}{8klp(\mu + \mu_1)}\left(\frac{1}{R(\theta)} + \frac{1}{R(\pi - \theta)}\right) \times$$

$$\times \ln \frac{2a_1\sqrt{b} - 1 + \sqrt{1 - 4a_1 b_1}}{2a_1\sqrt{b} + 1 + \sqrt{1 - 4a_1 b_1}}, \tag{2}$$

где

$$R(\theta) = (\sqrt{b} - c\cos\theta)^2 - \sin^2\theta. \tag{3}$$

Рассмотрим свойства выражения (2).

I. При $W \to m_1 + m_2$ величина $c \to -\infty$ и зависимость от θ пропадает, что согласуется с экспериментальным фактом преобладания s-волны в ДД вблизи порога по W.

2. Зависимость от W определяется, в основном, фактором перед логарифмом и имеет вид $\sim (W - m)^{-2}$. Это приводит к распределению

по массе $\sim k(W - m)^{-4}$, имеющему острый пик вблизи порога, который является характерной чертой всех процессов ДД.

3. Как видно из (3), распределение по $\cos\theta$ имеет пики при $\cos\theta = \pm 1$. Подобные пики обнаружены в экспериментах по ДД нуклонов. Интересно, что оба пика вблизи порога описываются одной диаграммой рис. Iд без перекрестного вклада рис. Iе. Это является результатом симметричного интегрирования по "внутренним" углам θ', φ' кварка. В модели ДХД описание пика при $\cos\theta = -1$ требует учета перекрестной диаграммы. С ростом W прямой и перекрестный вклады (рис. Iд и Iе) будут преобладать соответственно при $\cos\theta = + I$ и $- I$.

4. В формуле (2) зависимость от t определяется логарифмом. Легко убедиться, что аномальная особенность, связанная с исчезновением числителя в аргументе логарифма, при малых W может лежать близко к физической области по t, а с ростом W – удаляется от нее. Вследствие этого воспроизводится характерная для процессов ДД корреляция массы W и наклона t-распределения.

5. Наконец, в рамках предлагаемой модели находит простое объяснение тот экспериментальный факт, что сечение перерассеяния в ДД на ядрах близко к сечению взаимодействия начального адрона. Действительно, конечная система, изображенная на рис. Iб, длительное время ($\sim E_1/m$) существует в виде тех же кварков, из которых состоял исходный адрон.

Таким образом, основные черты процессов ДД, найденные в экспериментах (см. /3/), качественно воспроизводятся простой моделью (2). Более детальный анализ кварковой модели ДД будет дан в последующей публикации.

Поступила в редакцию
5 декабря I977 г.

Литература

1. E. L. Feinberg, I. Ya. Pomeranchuk, Supl. Nuovo Cim., 2,652 (1956); M. L. Good, W. Walker, Phys. Rev., 120, 1857 (1960).
2. S. D. Drell, K. Hiida, Phys. Rev. Lett., 7, 199 (1961); R. Deck, Phys. Rev. Lett., 13, 1969 (1964).
3. Н. П. Зотов, В. А. Царев, ЭЧАЯ, 9, № 3 (I977).