ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Д2 - 7110



В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе

# АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ И СТРУКТУРА АДРОНОВ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Д2 - 7110

В.А. Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н. Тавхелидзе

# АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ И СТРУКТУРА АДРОНОВ

Направлено в "Lett. Nuovo Cimento"

I. В последнее время в изучении упругих процессов рассеяния на передний план выдвигается исследование реакций с большими передачами импульса, когда $-t \sim s \to \infty$ и $t/s$ – фиксировано, что соответствует, согласно формуле $\cos\theta = 1 + \frac{2t}{s}$, большим углам рассеяния в системе центра масс. Интерес к этим процессам обусловлен, с одной стороны, экспериментальными возможностями получения больших передач на новых ускорителях /I/, с другой – имеются теоретические указания на то, что механизм взаимодействия при больших передачах может в корне отличаться от механизма взаимодействия при малых $t$.

Принято считать, что в событиях с малыми $t$ основную роль играет глобальная структура адрона, характеризуемая коэффициентом наклона дифракционного пика, т.е. радиусом взаимодействия порядка I ферми.

Естественно ожидать, что в событиях с большими передачами импульса большую роль играет внутренняя структура адронов, которая, согласно современным представлениям, может иметь "жёсткий" точечный характер ( кварки, партоны и т.д.).

Цель настоящей статьи заключается в том, чтобы указать на возможность проявления точечной структуры адронов в чисто адронных упругих реакциях при больших передачах импульса. Исходя из принципа автомодельности[2], в рамках составной модели показано, что при $-t, s \to \infty$ и фиксированном ненулевом значении отношения $t/s$ должны иметь место следующие асимптотические автомодельные соотношения для дифференциальных сечений упругих адрон-адронных и электрон-адронных реакций.

Таблица I.

| Реакция $a+b \to a+b$ | $\frac{d\sigma^{ab}}{dt}$ |
|---|---|
| $pp \to pp$ | $\frac{1}{s^{10}} f^{pp}(t/s)$ |
| $\pi p \to \pi p$ | $\frac{1}{s^{8}} f^{\pi p}(t/s)$ |
| $\pi\pi \to \pi\pi$ | $\frac{1}{s^{6}} f^{\pi\pi}(t/s)$ |
| $ep \to ep$ | $\frac{1}{s^{6}} f^{ep}(t/s)$ |
| $e\pi \to e\pi$ | $\frac{1}{s^{4}} f^{e\pi}(t/s)$ |
| $ee \to ee$ | $\frac{1}{s^{2}} f^{ee}(t/s)$ |

В общем случае процесса столкновения частиц $a$ и $b$, состоящих из $n_a$ и $n_b$ кварков соответственно, асимптотика дифференциального сечения рассеяния на большие углы определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{s^{2(n_a+n_b-1)}} f\left(\frac{t}{s}\right). \tag{I}$$

Для протона $n_p = 3$, а для пиона $n_\pi = 2$. Считая электрон бесструктурной элементарной частицей, при использовании соотношения (I) следует положить $n_e = 1$.



Попытки вывода степенного характера асимптотического поведения дифференциальных сечений упругого рассеяния на большие углы в рамках модельных представлений содержатся в ряде недавних работ[3].

2. Перейдём к выводу формулы (I), представляющей основной результат данной работы. Как было указано выше, при взаимодействиях с ограниченными передачами

$$q_\perp \lesssim R^{-1}, \qquad \text{где } R \sim 1 \text{ ферми,}$$

основным размерным параметром, определяющим поведение амплитуды рассеяния, является радиус сильных взаимодействий.

В процессах с предельно большими передачами

$$q_\parallel \sim q_\perp \sim E, \qquad E \to \infty$$

радиус взаимодействия не играет заметной роли и характер асимптотики определяется динамикой взаимодействия на малых расстояниях и интервалах времени, т.е. внутренней локальной структурой адронов.

Рассмотрим общий случай упругого рассеяния произвольных частиц $a+b \to a+b$.

Допустим, что в пределе больших передач частица ведёт себя как составная система из $n_a$ кварков, вектор состояния которого имеет вид:

$$|a\rangle = N_a^{1/2} \cdot |n_a \text{ кварков}\rangle. \tag{2}$$

Так как размерность одночастичного состояния при релятивистски -инвариантной нормировке равна

$$[|1\rangle]=m^{-1},$$

то, как легко видеть, размерность нормировочного множителя следующая:

$$[N_a]=m^{2(n_a-1)}. \tag{3}$$

Дифференциальное сечение связано с матричным элементом перехода обычным образом:

$$\frac{d\sigma}{dt}(ab\to ab)=\left|\frac{\langle ab|T|ab\rangle}{s}\right|^2. \tag{4}$$

Подставляя сюда соотношение (2) для вектора состояния частицы $a$ и аналогичное соотношение для частицы $b$, найдём

$$\frac{d\sigma}{dt}(ab\to ab)=(N_a N_b)^2 F^{ab}(s,t), \tag{5}$$

где

$$F^{ab}(s,t)=\frac{1}{s^2}\left|\langle n_a,n_b|T|n_a,n_b\rangle\right|^2.$$

Зная размерности множителей $N_a$ и $N_b$, можно подсчитать размерность функции

$$[F^{ab}]=m^{-4(n_a+n_b-1)}. \tag{6}$$

Сформулируем теперь гипотезу автомодельности для процессов упругого рассеяния при высоких энергиях и больших передачах импульса.



При больших $t$ и $s$ и при фиксированном отношении $t/s$ все существенные динамические константы содержатся лишь в множителях $N_a$ и $N_b$. Таким образом, согласно этой гипотезе, функция $F^{ab}(s,t)$ зависит лишь от кинематических переменных $s$ и $t$ и поэтому при масштабных преобразованиях шкалы импульсов

$$\begin{aligned} &p_i\to\lambda p_i; \\ &s\to\lambda^2 s \qquad i=a,b \\ &t\to\lambda^2 t \end{aligned} \tag{7}$$

должна преобразовываться как однородная функция соответствующей размерности. Согласно (6), при преобразованиях (7) должно иметь место соотношение

$$F^{ab}(\lambda^2 s,\lambda^2 t)=\lambda^{-4(n_a+n_b-1)}F^{ab}(s,t) \tag{8}$$

или

$$F^{ab}(s,t)=\frac{1}{s^{2(n_a+n_b-1)}}f^{ab}(t/s). \tag{9}$$

Отсюда вытекает основная формула I.

3. Заметим два обстоятельства:

Во-первых, из (I) видно, что асимптотическое поведение дифференциального сечения рассеяния на большие углы существенно зависит от числа составляющих, т.е. от степени "сложности" частицы.

При этом считается, что электрон является истинно элементарной частицей с числом составляющих $n_e=1$. Что касается адронов, то в модели кварков наряду с основной конфигурацией в адроне присутствуют с определённой вероятностью кварк-антикварковые пары $q\bar{q}$. Когда мы говорим, что протон состоит из трёх кварков, это означает, что разложение вектора состояния протона в фоковском пространстве начинается с трёхкваркового состояния

$$|p\rangle = \int d\vec{k}_1\, d\vec{k}_2\, d\vec{k}_3\, \delta(\vec{k}_1+\vec{k}_2+\vec{k}_3-\vec{p})\, C(\vec{k}_1,\vec{k}_2,\vec{k}_3)\,|\vec{k}_1,\vec{k}_2,\vec{k}_3\rangle \qquad (10)$$

Учёт вклада высших конфигураций привёл бы к поправкам к дифференциальному сечению, имеющим относительный порядок $s^{-4n_{q\bar{q}}}$, где $n_{q\bar{q}}$ – число кварк-антикварковых пар.

Таким образом, главный вклад в дифференциальное сечение рассеяния на большие углы при высоких энергиях даёт основная кварковая конфигурация.

В модели типа партонной модели Фейнмана, где число составляющих может меняться в широких пределах и оценивается сверху максимальным числом кинематически допустимых вторичных частиц, т.е.

$$n_a + n_b \to n_{\text{партонов}} < \frac{1}{\mu}\sqrt{s}, \qquad (11)$$

наше рассмотрение приводит лишь к нижней оценке для дифференциального сечения упругого рассеяния на большие углы:

$$\frac{d\sigma}{dt} > C(\theta)\, e^{-\frac{2}{\mu}\sqrt{s}\ln s}; \quad s\to\infty, \quad \theta = \text{фикс.}, \qquad (12)$$



не противоречащей строгой оценке Церулуса-Мартена[4] и Логунова-Мествиришвили[5], полученной в рамках общих принципов квантовой теории поля.

Во-вторых, приведённый выше анализ не противоречит принципу автомодельности для адронных столкновений, рассматриваемых по аналогии с плоским взрывом и характеризуемых с подавляющей вероятностью ограниченными передачами импульсов в поперечной плоскости[2].

Процессы с большими передачами импульса являются весьма редкими на общем фоне ограниченных передач и определяются областями взаимодействия с размерами, много меньшими эффективного поперечника частиц

$$\ell_0 \sim \frac{1}{E} \ll R \sim 1 \text{ ферми}.$$

Таким образом, процессы с большими передачами определяются в основном локальной структурой адрона, рассматриваемого как бесконечно-тонкий диск, тогда как поперечные размеры его не играют существенной роли. Представляет интерес применение этих соображений к взаимодействию релятивистских ядер, аналогично работам[6].

4. Рассмотренные здесь соображения можно распространить на асимптотическое поведение электромагнитных формфакторов при больших передачах импульса.

**Считаем**, что в пределе больших передач

$$F^a(t) = N_a f^a(t), \qquad (13)$$

где $f^a(t)$ не содержит зависимости от фиксированных констант, а размерность $N_a$ даётся, как и прежде, соотношением (3). Размерность функции $f^a(t)$, как легко сообразить, равна:

$$[f^a(t)] = m^{-2(n_a-1)}. \tag{I4}$$

Поэтому, согласно принципу автомодельности, при масштабных преобразованиях (7) функция $f^a(t)$ должна вести себя в согласии со своей размерностью так:

$$f^a(t) \sim \frac{1}{t^{n_a-1}}. \tag{I5}$$

Отсюда следует, что для электрона (кварка), мезона и нуклона асимптотическое поведение формфакторов должно иметь вид:

электрон: $F^e(t) \sim 1$ (точечность)

мезон: $F^\pi(t) \sim \frac{1}{t}$

нуклон: $F^p(t) \sim \frac{1}{t^2}$ (диполь).

Легко заметить, что такое поведение в точности соответствует результатам, полученным прямым применением анализа размерностей к электрон-адронному и электрон-электронному рассеянию, приведённому в таблице I. Отметим, что асимптотики вершинных функций с точки зрения аномальных размерностей рассматривались в работах/7,8/.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность Н.Н. Боголюбову и А.А. Логунову за стимулирующие обсуждения, А.М. Балдину, С.М. Биленькому, В.А. Мещерякову, Я.А. Смородинскому, Р.Н.Фаустову, Д.В.Ширкову - за полезные замечания и интерес к работе.



Литература:

1. J.V.Allaby et al. Phys.Lett. 25B, 156 (1967); 34B, 431 (1971).
2. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze, Lett.Nuovo Cim. 5, 907 (1972). См.также T.D.Lee.Phys.Today, April 1972.
3. D.Cline, F.Halzen, M.Waldrop. University of Wisconsin preprint.
D.Horn, M.Moshe. Nucl.Phys. 48B, 557 (1972).
W.R.Theis. DESY-preprint 72/35 (1972).
A.V.Efremov, JINR, E2-6612 (1972).
4. F.Cerulus, A.Martin, Phys.Lett. 8, 80 (1964).
5. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili, Phys.Lett. 24B, 583 (1967).
6. А.М. Балдин. ОИЯИ, Р7-5808 (I97I), Препринт ФИАН, № I (I97I)
7. Д.В. Ширков. ОИЯИ, Р2-6938 (I973).
8. A.A.Migdal, Phys.Lett. 37B, 98 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля I973 года.