

РОСТ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА АДРОНОВ

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

Обсуждается зависимость полных сечений от масс валентных кварков.

В работе ¹ был рассмотрен простой способ учета составной структуры адронов при построении ядра $U(s, t)$ трехмерного интегрального динамического уравнения $F = F[U]$ для амплитуды упругого рассеяния адронов h_1 и h_2 . Исходным при этом было предположение о квазинезависимом рассеянии валентных кварков в некотором эффективном поле, возникающем при взаимодействии адронов. Уравнение для амплитуды $F(s, t)$ в представлении прицельного параметра приводит к следующему выражению:

$$F(s, t) = \frac{s}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u(s, b)}{1 - i u(s, b)} J_0(b\sqrt{-t}), \quad (1)$$

где $u(s, b)$ – преобразование функции Фурье – Бесселя $U(s, t)$. В соответствии со сказанным выше для функции $u(s, b)$ использовалась следующая формула:

$$u(s, b) = \prod_{i=1}^{n_1} f_i(s_i, b) \prod_{j=1}^{n_2} f_j(s_j, b), \quad (2)$$

где $f_i(s_i, b)$ – амплитуда рассеяния i -го валентного кварка в эффективном поле, n_1 и n_2 – числа валентных кварков в адронах h_1 и h_2 – соответственно. Для амплитуды рассеяния кварка $f_i(s_i, b)$ было выбрано выражение:

$$f_i(s_i, b) = g_i(s_i) e^{-\mu b}, \quad (3)$$

которое позволяет получить амплитуду $F(s, t)$, имеющую правильную аналитическую структуру в $\cos \theta$ -плоскости. Энергетическая зависимость выбиралась в виде $g_i(s_i) = s_i^{\lambda}$ с учетом полиномиальной ограниченности обобщенной матрицы реакций $U(s, t)$ и требования асимптотического роста полных сечений. Параметр μ определяющий радиус взаимодействия кварков, считался независящим от сорта кварка ¹. Имеется, однако, другая возможность, которая состоит во введении различных радиусов взаимодействия для кварков различной массы. Это предположение оказалось естественным при рассмотрении процессов дифракционной диссоциации и рождения новых тяжелых адронов ³. Параметр μ_i полагается при этом равным массе соответствующего кварка: $\mu_i = m_i$.

С учетом вышесказанного и формулы (2) для $u(s, b)$ получаем

$$u(s, b) = i C s^{\lambda N} \exp(-M b), \quad (4)$$

где $N \equiv N_{h_1 h_2} = \sum_i n_i = n_1 + n_2$, $M \equiv M_{h_1 h_2} = \sum_i m_i n_i$,

$$C \equiv C_{h_1 h_2} = \frac{1}{M^2} \prod_{i=1}^{n_1} g_i m_i^{2\lambda} \prod_{j=1}^{n_2} g_j m_j^{2\lambda}. \quad (5)$$

Как следует из формул (4) и (5) величины N , M и C зависят от кваркового состава адронов h_1 и h_2 и масс валентных кварков.

Полное сечение взаимодействий адронов h_1 и h_2 теперь можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{tot}^{h_1 h_2}(s) = 4\pi R_{h_1 h_2}(s) = 4\pi \left(\frac{N}{M}\right)^2 \left[\lambda^2 \ln^2 s + 2\lambda \frac{\ln C}{N} \ln s + \frac{\ln^2 C}{N^2} \right]. \quad (6)$$

Таким образом, скорость роста полных сечений и их относительная величина определяются кварковым составом взаимодействующих адронов.

Соотношение (6) позволяет получить ряд экспериментально проверяемых следствий. Пусть u - и d -кварки имеют равную массу, которую мы обозначим через m_q . Тогда асимптотически имеет место соотношение

$$\frac{\sigma_{tot}(Kp)}{\sigma_{tot}(\pi p)} = \left(\frac{5}{m_s/m_q + 4} \right)^2.$$

При этом величина отношения m_s/m_q является свободным параметром. Используя экспериментальные данные для отношения $\sigma_{tot}(Kp)/\sigma_{tot}(\pi p)$, получаем значение $m_s/m_q = 1,5$. Фиксируя и используя это значение, для отношений полных сечений взаимодействий гиперонов с протонами, находим

$$\frac{\sigma_{tot}(\Sigma p)}{\sigma_{tot}(pp)} = \left(\frac{6}{m_s/m_q + 5} \right)^2 = 0,85, \quad \frac{\sigma_{tot}(\Xi p)}{\sigma_{tot}(pp)} = \left(\frac{6}{2m_s/m_q + 4} \right)^2 = 0,73.$$

Эти значения хорошо согласуются с экспериментальными данными. Таким образом, неравенство $m_s > m_q$ приводит к соотношениям

$$\sigma_{tot}(Kp) < \sigma_{tot}(\pi p), \quad \sigma_{tot}(\Xi p) < \sigma_{tot}(\Sigma p) < \sigma_{tot}(pp).$$

В аддитивной кварковой модели ⁵ отношение сечений зависит только от числа валентных кварков. Так для отношения сечений $\sigma_{tot}(\pi p)/\sigma_{tot}(pp)$ в этой модели получено значение $2/3$. В настоящей работе асимптотическое значение этого отношения предсказывается равным единице. Отличие отношений сечений других реакций от единицы связано с различием масс валентных, кварков, составляющих адроны.

Зная отношение m_Q/m_q мы можем получить предсказания для величины полных сечений взаимодействий частиц, содержащих тяжелые кварки. Например, если положить $m_c/m_q = 10$, ⁴ то для отношения $\sigma_{tot}(\Lambda_c p)/\sigma_{tot}(pp)$ находим значение $0,16$. Таким образом, $\sigma_{tot}(\Lambda_c p)$ при $p_L = 100 \div 200$ ГэВ/с, должно составлять около 6 мбн. Аналогичная оценка для сечения $\sigma_{tot}(\psi p)$ приводит к значению 1 мбн.

В рассматриваемом подходе рост полных сечений происходит максимально допустимым образом, как $\ln^2 s$. Коэффициент перед дважды логарифмическим членом связан с числом валентных кварков и их массами. Для полных сечений πN и NN -взаимодействий имеем:

$$\sigma_{tot}^{(\infty)}(s) = \frac{4\pi\lambda^2}{m_q^2} \ln^2 s, \quad (7)$$

где m_q — масса $u(d)$ -кварка. Если воспользоваться ограничением Фруассара ⁶ $\sigma_{tot}(s) \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2 s$, то для массы $u(d)$ -кварка получаем ограничение снизу:

$$m_q \geq 2\lambda m_\pi. \quad (8)$$

Значение параметра λ связано с показателем степени убывания сечения рассеяния на большие углы, и, как было показано в работе ¹, выбор $\lambda = 1/2$ приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными по πN и NN -рассеянию. Ограничение для массы кварков приобретает тогда простой вид: $m_q \geq m_\pi$.

Таким образом, в настоящей работе получена зависимость сечений от параметров, связанных со структурой адронов, — числа валентных кварков и их масс. Зависимость сечений от

значений масс кварков позволяет объяснить различие в величине сечений с точки зрения разного кваркового состава адронов. Ограничение на рост полных сечений взаимодействия, полученное на основе общих принципов теории поля, предполагает, что масса u (d)-кварка должна быть ограничена снизу массой π -мезона. Формулы и выводы данной работы основываются на некоторых предположениях. Предположение о квазинезависимом характере рассеяния валентных кварков является естественным, если учесть свойство асимптотической свободы. Вид кварковой амплитуды $f_q(s_q, b)$ определяется аналитическими свойствами обобщенной матрицы реакций, которые следуют из известных аналитических свойств амплитуды по переменной $\cos \theta$. По-существу, основное предположение, которое используется в настоящей работе, — это отождествление радиуса взаимодействия кварка с величиной, обратной его массе.

Литература

1. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. Труды IV Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля, Протвино, 1981, 1, 345.
2. Логунов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталеv О.А. ТМФ. 1971, 6, 157.
3. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. Препринт ИФВЭ 82-171, Серпухов, 1982.
4. Gustafson G., Peterson G. Phys. Lett., 1977, 67B, 81.
5. Левин Е.М., Франкфурт Л. Письма ЖЭТФ, 1965, 2, 105 ; Lipkin H.J., Scheck F. Phys. Rev. Lett., 1965, 16, 71.
6. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. Кн. „Общие принципы квантовой теории поля и их следствия” М.: Наука, 1977.