

## ПОТЕНЦИАЛ С РАЗМЕРНЫМ ПАРАМЕТРОМ В МОДЕЛИ ЖЕСТКИХ СОУДАРЕНИЙ

А.В. Сидоров, Н.Б. Скачков

Рассмотрено рассеяние кварков на эффективном потенциале, содержащем размерный параметр. Показано, что полученное с использованием предположения о факторизуемости кварковых амплитуд сечение рассеяния кварка на кварке хорошо описывает данные по реакции  $pp \rightarrow \pi^0 X$ .

В последнее время сечение инклюзивной реакции  $pp \rightarrow \pi^0 X$  ( $\theta_{\text{ЦМ}} = 90^\circ$ ) было измерено в области "очень больших" импульсов  $\pi^0$ -мезонов:  $p_{\perp} \lesssim 15$  ГэВ/с [1]. Было установлено, что в отличие от области  $p_{\perp} \sim 2,4 - 6,0$  ГэВ/с, где величина сечения убывала как  $p_{\perp}^{-8}$  [2], в области  $p_{\perp} \sim 1,0 - 15$  ГэВ/с она ведет себя как  $p_{\perp}^{-6,6}$  [3].

В настоящей работе для описания рассеяния кварков в подпроцессе жесткого соударения предложен потенциал  $V_{\text{эфф}}(r)$ , позволяющий описать сечение реакции  $pp \rightarrow \pi^0 X$  в широкой области импульсов  $p_{\perp} \sim 2,46 - 15$  ГэВ/с.

В динамической модели факторизующихся кварков (ДМФК) [4] потенциал  $V_{\text{эфф}}(r)$  задается в релятивистском конфигурационном представлении (РКП). Переход от импульсного представления в РКП, осуществляется с помощью фурье-преобразования на функциях [5] ( $\hbar = c = 1$ )

$$\xi(p, r) = \left( \frac{p_0 - pr}{m} \right)^{-1 - ir m} \quad (1)$$

( $m$  — масса кварка), реализующих унитарные бесконечномерные неприводимые представления группы Лоренца. В борновском приближении амплитуда рассеяния кварка задается выражением [6]

$$g_i(\theta) = 4\pi \int_0^{\infty} \frac{\sin r m y_i}{r m \text{sh } y_i} V_{\text{эфф}}(r) r^2 dr, \quad (2)$$

где  $y_i = \text{Ar ch}(1 - t_i/2m^2)$ ,  $t_i$  — передача импульса, приходящаяся на один кварк.

Ранее в работах [4] потенциал задавался в виде:  $V_{\text{эфф}}(r) = \delta(r)/4\pi r^2$ , что приводило к  $g_i(\theta) = y_i/\text{sh } y_i$ . Однако такая амплитуда позволяет описать экспериментальные данные только в области  $p_{\perp} = 2,4 - 7,0$  ГэВ/с [7]. Для учета упомянутой выше смены режима  $p_{\perp}^{-8} \rightarrow p_{\perp}^{-6,6}$  введем в потенциал параметр размерности длины  $\rho$ :

$$V_{\text{эфф}}(r) = \delta(r + i\rho) / 4\pi r^2. \quad (3)$$

Подстановка (3) в (2) дает

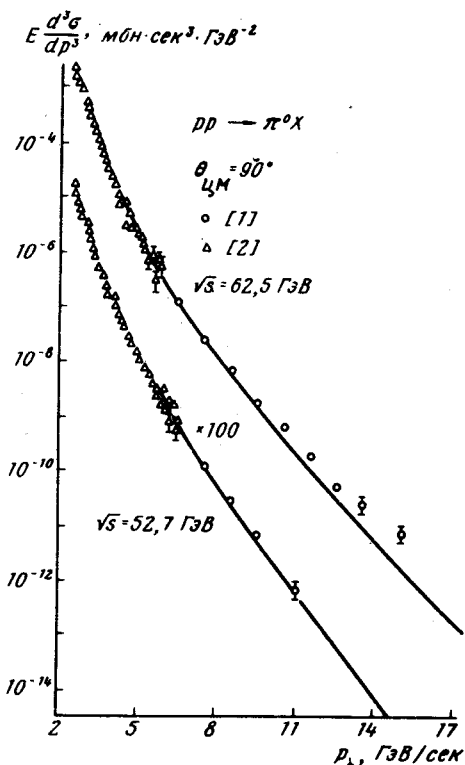
$$g_i(\theta) = - \frac{\text{sh } \rho m y_i}{\rho m y_i} \quad (4)$$

В рамках ДМФК получаем следующее выражение для кварк-кваркового сечения:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{A}{S^2} \left[ \frac{\text{sh } \rho m y_i}{\rho m y_i} \right]^4 \xrightarrow{-t \rightarrow \infty} \frac{A}{S^2} \left( \frac{|t|}{m^2} \right)^{-N_{\text{эфф}}} \quad (5)$$

где  $N_{\text{эфф}} = 4(1 - \rho m)$ .

В случае  $\rho m y_i \ll 1$  формула (4) переходит в амплитуду, полученную в [4]. Если же  $\rho$  равняется комптоновской длине волны (КДВ) кварка  $\rho = m^{-1}$ , то  $d\sigma/dt \sim S^{-2}$ , что согласуется с предсказаниями кваркового счета [8].



Сравнение с экспериментальными данными по реакции  $pp \rightarrow \pi^0 X$ ,  $p_{\perp} = 2,4 - 6,5$  ГэВ [2];  $p_{\perp} = 6,5 - 15$  ГэВ [1]

Выражение (5) для сечения кварк-кваркового рассеяния мы использовали для вычисления сечения реакции  $pp \rightarrow \pi^0 X$  по формуле модели "жестких соударений" [9]

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} (AB \rightarrow hX) = \int dx_a dx_b \sum_{a,b} G_A^a(x_a) G_B^b(x_b) D_c^h(z_c) \frac{1}{z_c} \frac{d\sigma}{dt} \quad (6)$$

Здесь  $G_A^a(x)$  — функция распределения кварков в адроне  $A$ , а  $D_c^h(z)$  — функция фрагментации кварка  $c$  в адроне  $h$ . Эти функции выбраны не зависящими от  $Q^2$  [10]. Для масс кварков  $u$  и  $d$  мы выбрали типичные значения  $m_u = m_d = 0,33$  ГэВ, а вкладом других кварков, как и в [10], пренебрегли. †

Результаты сравнения с экспериментом формул (5), (6), представленные в таблице и на рисунке, показывают хорошее согласие. Полученное значение  $\rho$  втрое меньше КДВ кварка и приблизительно равно КДВ протона  $\rho \approx m_p^{-1}$ . На наличие особенностей в потенциале  $N\bar{N}$  взаимодействия на таких расстояниях указывалось в работе [11]. †

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$10^3 \cdot A$ , мбн · ГэВ <sup>2</sup>	$\rho$ , ГэВ <sup>-1</sup>	$\chi^2_{d.f.}$
62,5	4,9 ± 0,7	0,967 ± 0,018	130/44-2
52,7	7,0 ± 0,7	0,818 ± 0,006	67/47-2

Таким образом, наличие двух размерных параметров  $m$  и  $\rho$  в потенциал кварк-кваркового рассеяния позволяет хорошо описать данные по реакции  $pp \rightarrow \pi^0 X$  ( $\theta_{\text{ЦМ}} = 90^\circ$ ) в области средних значений скейлинговой переменной  $x = 2 p_{\perp} / \sqrt{s} \lesssim 0,5$ . †

Авторы выражают благодарность С.П.Кулешову за внимание к работе. †

Объединенный  
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию  
23 октября 1979 г.

### Литература

- [1] С.Kourkouvelis et al. CERN-EP/79-29, 1979.
- [2] F.W.Busser et al. Nucl. Phys., B106, 1, 1976.
- [3] A.G.Clark et al. Phys. Lett., 74B, 267, 1978.
- [4] А.Ф.Пашков, Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов. Письма в ЖЭТФ, 25, 452, 1977; Препринт ОИЯИ P2-10490, Дубна, 1977; P2-11211, Дубна, 1978.
- [5] И.С.Шапиро. ДАН СССР, 106, 647, 1956.
- [6] V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B.Skachkov. Nuovo Cim., 55A, 238, 1968.
- [7] В.Н.Капшай, А.В.Сидоров, Н.Б.Скачков. Письма в ЖЭТФ, 28, 707, 1978.
- [8] V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim., 7, 719, 1973.
- [9] D.Sivers, S.J.Brodsky, R.Blankenbecler. Phys. Rev., 23, 1, 1976.
- [10] R.P.Field, R.P.Feynman, CALT-69-565, 1976.
- [11] В.О.Kerbikov, I.S.Shapiro. ITEP-159, Moscow, 1978.