Краткие сообщения по физике № 8 1979

ТРЕХРЕДЖЕОННЫЕ ВЕРШИНЫ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ МОДЕЛИ

Н. П. Зотов[*)], С. В. Мухин [**)], В. А. Царев

УДК 539.171

Сечение дифракционного возбуждения адронов и трехреджеонные вершинные функции вычислены на основе треугольной диаграммы с кварковыми линиями. Результаты сравниваются с экспериментом.

1. Трехреджеонные вершинные функции $g_{ijk}(t)$ играют центральную роль в реджеонной теории поля и феноменологии инклюзивных процессов. В рамках теории Редже эти функции не вычисляются, и их значения обычно находят из сравнения предсказаний теории с экспериментальными данными по инклюзивным сечениям процессов $h_1h_2 \to Xh_2$ (рис. 1а) в "трехреджеонной" области кинематических переменных $s \gg m^2$, $s/W^2 \gg 1$.

В работе /1/ было предложено для вычисления инклюзивных сечений и нахождения $g_{ijk}(t)$ использовать кварковую модель (рис. 1б). Вычисления, проведенные в работе /2/, показали, что эта модель довольно хорошо описывает экспериментальные данные по дифракционному возбуждению нуклонов при малых $|t|$ в широкой области кинематических переменных s и W. Там же было указано на другую возможность дифракционного возбуждения, при которой передача импульса (обросшему) кварку сопровождается излучением глюонов (рис. 1в). В этом случае, подобно мультипериферической модели (МПМ) или модели типа Дека /3/, для $g_{ijk}(t)$ возникает треугольная диаграмма, которая, однако, в отличие от МПМ, содержит не π-мезонные, а кварковые линии (рис. 1г). В настоящей работе на основе этой мо-

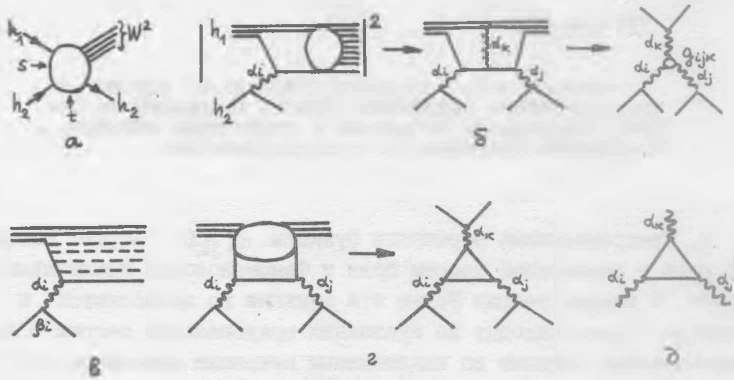
---

*) НИИЯФ Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова.

**) Объединенный Институт ядерных исследований.

дели мы вычисляем величины g_{ijk} и инклюзивные сечения процесса $pp \to Xp$ и сравниваем их с экспериментальными данными при малых $|t|$ /4/.

2. Как известно из расчетов по МПМ /3/ и кварковой модели /I,2/, основная зависимость сечения дифракционного возбуждения от t возникает из адрон-реджеонных вершин $\beta_i(t)$, а функции $g_{ijk}(t)$ зависят от t слабо. Поэтому мы будем вычислять g_{ijk} при $t = 0$.



Р и с. I.

Используя формализм работ /3/, для диаграммы рис. Iд получим следующее выражение $g_{ijk}(0)$ через кварк-реджеонные вершины $\gamma_i(u,\mu^2,0)$:

$$g_{ijk}(0) = \left[16\pi^3(\alpha_k + 1)\right]^{-1} \int\limits_{-\infty}^{0} du(\mu^2 - u)^{\alpha_i+\alpha_j-\alpha_k-3}(-u)^{\alpha_k+1} \times$$

$$\times \gamma_i(u,\mu^2,0)\gamma_j(u,\mu^2,0)\gamma_k(u,u,0), \qquad (I)$$

где $\alpha_{i,j,k} \equiv \alpha_{i,j,k}(0)$ - траектория Редже, а μ - масса кварка, которую, следуя нерелятивистской модели, мы будем полагать равной $m/3$. Параметризуя зависимость $\gamma_i(u,\mu^2,0)$ от виртуальности u в виде /3/

$$\gamma_i(u,\mu^2,0) = \gamma_i(\mu^2,\mu^2,0)\exp\left[(u + \mu^2)(1 + \alpha_i)/2u_0\right], \qquad (2)$$

можно провести интегрирование в (I) и получить следующее выражение для $g_{ijk}(0)$:

$$g_{ijk}(0) = \gamma_i \gamma_j \gamma_k I_{ijk}, \tag{3}$$

$$I_{ijk} = \left[16\pi^3(\alpha_k + 1)\right]^{-1} \exp\left[\frac{\mu^2}{u_o}\left(1 + \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2}\right)\right] \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\mu^2/m^2)^{\alpha_k + 3/2} \times$$

$$\times \exp\left(\frac{\mu^2}{u_o}\omega_{ijk}\right)\Gamma(\alpha_k + 2) K_{\alpha_k - 3/2}\left(\frac{\mu^2 \omega_{ijk}}{2u_o}\right). \tag{4}$$

Здесь $\omega_{ijk} = 2 + \alpha_k + (\alpha_i + \alpha_j)/2$, Γ– гамма-функция, $K_{\alpha_k - 3/2}$ – функция Макдональда. Входящие в выражение (3) кварк-редженные вершины $\gamma_i = \gamma_i(\mu^2, \mu^2, 0)$ можно выразить /I,2/ через адрон-редженные вершины $\beta_i(t)$:

$$\gamma_i \gamma_j \gamma_k = \left(\frac{\mu}{m}\right)^3 \beta_i(0)\beta_j(0)\beta_k(0) \left(\frac{s_q m^2}{s_o \mu^2}\right)^{(\alpha_i + \alpha_j + \alpha_k)/2}, \tag{5}$$

где s_q, s_o – кварковый и адронный шкальные факторы /I,2/. Таким образом, как и в /I,2/, в данной модели удается выразить трехредженные вершины g_{ijk} через адрон-редженные вершины $\beta_i(t)$, известные из анализа бинарных процессов.

3. Теперь с помощью найденных выражений для g_{ijk} можно вычислить инклюзивное сечение процесса $pp \to Xp$:

$$\frac{d\sigma}{dt\,d(W^2/s_o)} = \sum_{ijk} G_{ijk}(t) \left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t) - 2} \left(\frac{W^2}{s_o}\right)^{\alpha_k - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)},$$

$$G_{ijk}(t) = (16\pi)^{-1} \beta_i(t)\beta_j(t)\beta_k(0) X_i(t) X_j(t) \operatorname{Im} X_k(0) g_{ijk}. \tag{6}$$

Здесь $X_i(t)$ – сигнатурные факторы. Как и в /I,2/, будем учитывать вклады померона P, вторичных траекторий $R = f, \omega$ – и π–мезонного обмена (последний может быть вычислен явно через $\sigma_{tot}(\pi N)$ /2,3/. Учитывая (3)-(6), выражения для $G_{ijk}(t)$ удобно переписать в виде

$$G_{ijk}(t) = N G^o_{ijk}(t) \Delta_{ijk}; \tag{7}$$

где N – нормировочный параметр, $G^o_{ijk}(t)$ определены в /2/, а Δ_{ijk} имеет вид (при $\alpha_P = 1$ и $\alpha_k = 1/2$):

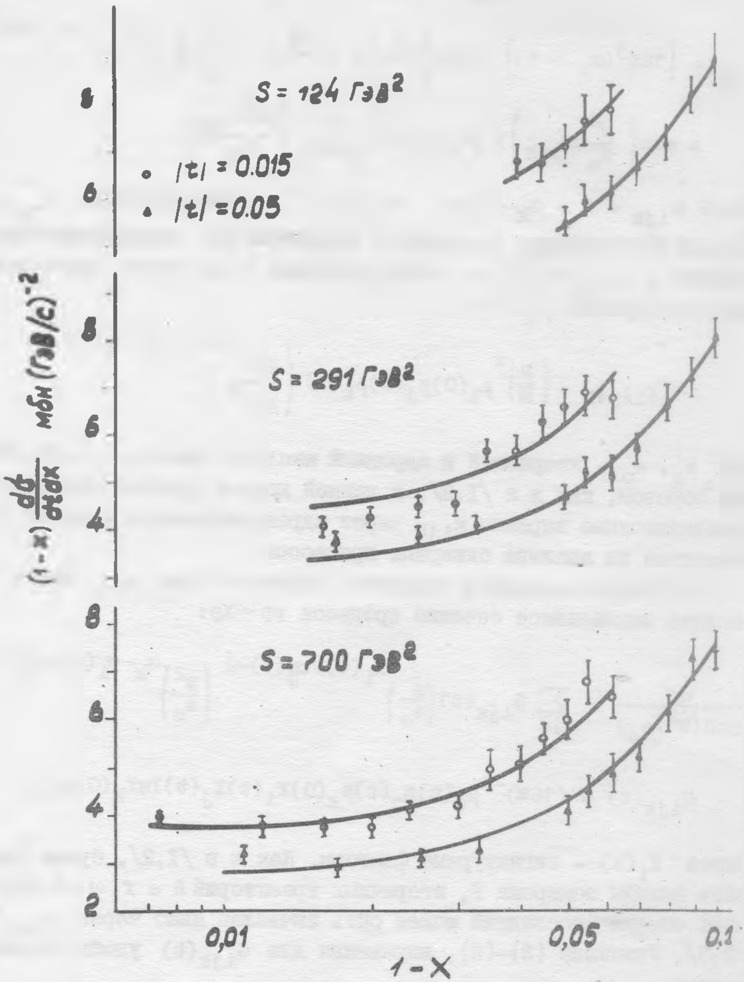

S = 124 ГэВ²
|t| = 0.015
|t| = 0.05
S = 291 ГэВ²
S = 700 ГэВ²
(1 - x) dσ/dt dx мбн (ГэВ/с)⁻²
8
6
4
2
0,01
0,05
0,1
1 - X

Рис. 2.

$$\Delta_{ijP} = \left(\frac{\mu}{m}\right)^3 \left(\frac{s_q m^2}{s_o \mu^2}\right)^{(\alpha_i+\alpha_j+1)/2} \frac{(\mu^2/u_o)^2 e^{-2\mu^2/u_o}}{\omega^3_{ijP}} \exp\left(\frac{3}{2}\frac{\mu^2}{u_o}\omega_{ijP}\right), \tag{8}$$

$$\Delta_{ijR} = \left(\frac{\mu}{m}\right)^3 \left(\frac{s_q m^2}{s_o \mu^2}\right)^{(\alpha_i+\alpha_j+1/2)/2} \frac{(\mu^2/u_o)^2 \exp\left(-\frac{3}{2}\mu^2/u_o\right)}{2\omega^2_{ijR}} \times$$

$$\times \exp\left(2\frac{\mu^2}{u_o}\omega_{ijR}\right) K_1\left(\frac{\mu^2\omega_{ijR}}{2u_o}\right),$$

где

$$K_1(z) = \frac{1}{z} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{2k+1}}{k!(k+1)!} \left[\ln\frac{z}{2} - \frac{1}{2(k+1)} + C - \sum_{m=1}^{k}\frac{1}{m}\right], \tag{9}$$

C – постоянная Эйлера.

Используя полученные выражения и значения $\beta_i(t)$, найденные в /2/, можно вычислить значения G_{ijk} и инклюзивное сечение. Результаты вычислений приведены в таблице и показаны на рис. 2 для наилучшего варианта подгонки свободных параметров u_o, $k_o = s_q/s_o$ и нормировочного параметра N (χ^2 = 50 на 54 степени свободы). При этом найденные значения параметров u_o = 0,14 ГэВ^2 и k_o = 0,034 (N = 251) оказались весьма далекими от "стандартных" значений, которые можно было бы ожидать из простых соображений. Другие варианты подгонки, когда менялись один или два из трех параметров, дают значительно худшие χ^2 (~300-900).

Таблица

ijk	PPP	PPR	PRP	PRR	RRP	RRR
G_{ijk}	0,82	I,5	4,56	II,3	I8,2	43,9

Поступила в редакцию
7 мая I979 г.

Литература

I. В. А. Царев, Краткие сообщения по физике ФИАН № 3, 40 (I979).
2. S. V. Mukhin, V. A. Tsarev, Preprint JINR, E2-122-93, Dubna, 1979.
3. H. D. I. Abarbanel et al., Ann. of Phys., 73,156(1972).C.Sorensen, Phys. Rev., D6, 2554 (1972). K. G. Boreskov, A. B. Kaidalov, L. A. Ponomarev, Preprint ITEP-43, Moscov, 1973. R. Shankar, Nucl. Phys., B79, 126 (1974). Yu. M. Kazarinov et al., Preprint JINR, E2-9218, Dubna, 1975.
4. Yu. Akimov et al., Phys. Rev. Lett., 39, 1432 (1977).