

ПОПЕРЕЧНЫЙ "СКЕЙЛИНГ" ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

А.К. Лиходед, А.Н. Толстенков

Показано, что зависимость от поперечной массы $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$ у двухреджеонных вершин $f_{a_1 a_2}(m_{\perp})$, появляющихся при описании центральной области инклюзивных спектров, воспроизводится в рамках мультипериферической модели с экспоненциальным внутренним обрезанием. При $m_{\perp} > 0,4$ Гэв соотношение между $f_{a_1 a_2}$ таково, что полный ответ для сечения имеет поперечно-скейлинговый вид.

Мюллер – Реджевский подход [1] при исследовании инклюзивных реакций, дополненный гипотезой факторизации ведущих особенностей и дуальности в среднем, позволяет объяснить целый ряд характеристик инклюзивных спектров в области фрагментации [2, 3].

В недавних работах [4 – 9] было показано, что мюллер-реджевское представление для сечения в центральной области инклюзивного спектра ($x \approx 0$) позволяет объяснить экспериментальные данные в широком интервале по полной энергии и быстроты для целого класса инклюзивных реакций. В пределе больших энергий дифференциальное сечение процесса $a + c \rightarrow c + X$ в указанной области может быть записано в следующем виде:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \delta_P^a \delta_P^b \left\{ f_{PP}(m_{\perp}) + \frac{f_{RP}(m_{\perp})}{\sqrt{S}} (\gamma_a e^{y/2} + \gamma_b e^{-y/2}) + \frac{f_{RR}(m_{\perp})}{\sqrt{S}} \gamma_a \gamma_b \right\}. \quad (1)$$

Здесь $f_{PP}(m_{\perp})$, $f_{RP}(m_{\perp})$ и $f_{RR}(m_{\perp})$ – неизвестные вершинные функции, величины которых определены ранее [5] из подгонки экспериментальных данных по формуле (1) в одной из реакций, $\delta_i^{a, (b)}$ – константы связи реджеона i с частицей $a, (b)$

$$\gamma_{a, (b)} = \frac{\sum_{i \neq P} \delta_i^{a, (b)} r_i}{\delta_P^{a, (b)}} ,$$

а $\delta_i^a, (b)$ нормированы так, что

$$\sigma_{i0i}^{ab} = \delta_P^a \delta_P^b + \sum \tau_i \delta_i^a \delta_i^b \left(\frac{S}{S_0} \right)^{-1/2}.$$

Как было показано ранее [5] $f_{\alpha\beta}(m_1)$ аппроксимируются простыми экспонентами от m_1 с близкими параметрами логарифмического наклона конуса $B_{\alpha\beta}$, причем оказывается, что $B_{PP} > B_{RP} > B_{RR}$. Подобное различие в зависимости от m_1 позволило объяснить [6] расширение конуса по m_1 с ростом энергии в реакциях $pp - \pi^+X$, $\pi^+p - \pi^+X$ и $K^+p - \pi^-X$, рост среднего поперечного импульса с ростом $x = 2p_L/\sqrt{S}$ и более сильное нарушение "скейлинга" при увеличении m_1 .

В настоящей статье мы попытаемся проиллюстрировать подобное различие в зависимости от m_1 у вершинных функций, основываясь на мультипериферической картине взаимодействия.

Если воспользоваться выражением для инклюзивного сечения в центральной области, полученным Барнеттом и Сильверманом [10], то в пределе высоких энергий имеет место представление

$$\frac{d^2\sigma}{dp_\perp^2 dy} = \sum_{\alpha_1 \alpha_2} \frac{\lambda_{\alpha_1 \alpha_2}}{S} \int d\omega_1 d\omega_2 B_1(\omega_1) B_2(\omega_2) \pi \frac{\Gamma(\alpha_1 + 1) \Gamma(\alpha_2 + 1)}{8(\omega_1 + \omega_2)^{\alpha_1 + \alpha_2 + 2}} \times$$

$$\times (\omega_1 S_1)^{\alpha_1} (\omega_2 S_2)^{\alpha_2} \exp \left\{ \frac{2\omega_1 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} m_c^2 \right\} e^{-k} k^{-\alpha_1} \Psi(\alpha_2 + 1, -\alpha_1 + \alpha_2 + 1; k),$$

(2)

где

$$m_1^2 = p_\perp^2 + m_c^2 = S_1 S_2 / S; \quad k = \frac{2\omega_1 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} m_1^2 = b m_1^2.$$

$$B_i(\omega_i) = \int_0^\infty \beta_i^2(t) e^{\omega_i t} dt; \quad S_1 = \sqrt{S} m_1 e^y; \quad S_2 = \sqrt{S} m_1 e^{-y}$$

$\beta_i(t)$ – пропатор, отвечающий внутреннему обрезанию по t в мультипериферической модели. В случае простого экспоненциального обрезания $B_i(\omega_i) = \delta(\omega_i - \omega_i')$ и (2) принимает следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dm_1^2 dy} = \sum_{\alpha_1 \alpha_2} \frac{\lambda_{\alpha_1 \alpha_2}'}{S} S_1^{\alpha_1} S_2^{\alpha_2} e^{-k} k^{-\alpha_1} \Psi(\alpha_2 + 1, -\alpha_1 + \alpha_2 + 1; k).$$

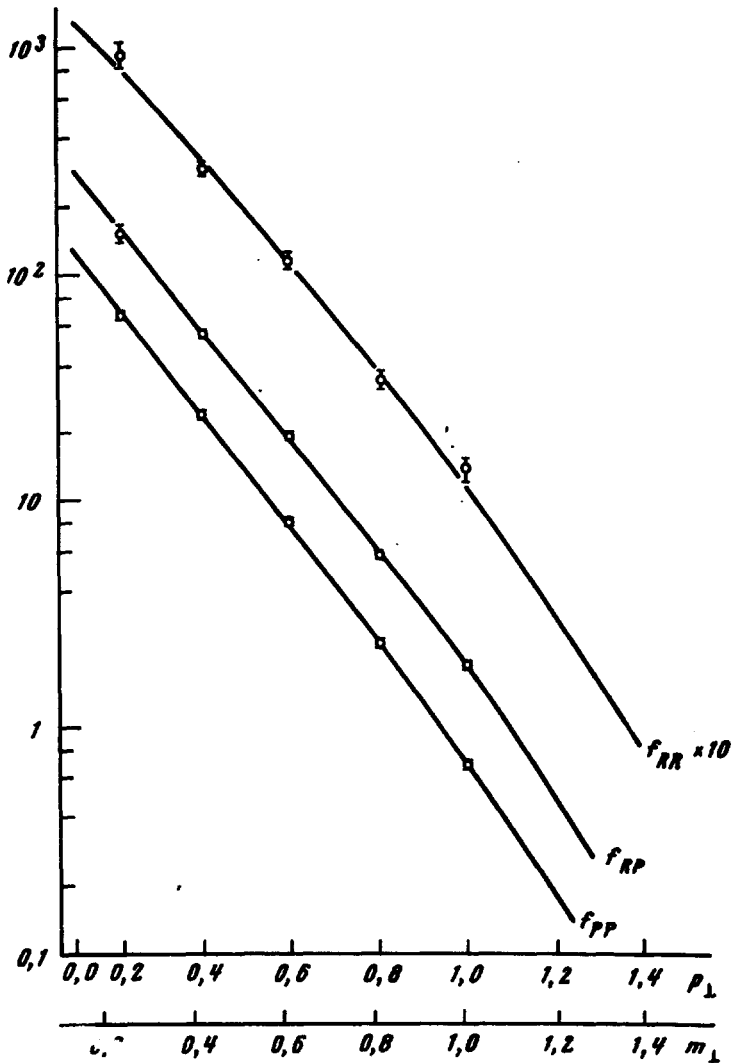
(3)

(Все константы, связанные с ω_1' и ω_2' внесены в $\lambda_{\alpha_1 \alpha_2}'$). Сравнивая выражения (3) и (1) нетрудно видеть, что $f_{\alpha_1 \alpha_2}$ из (1) могут быть записаны в виде

$$f_{\alpha_1 \alpha_2}^{MP}(m_1) = \text{const } k^{\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}} e^{-k} \Psi(\alpha_2 + 1, \alpha_2 - \alpha_1 + 1; k).$$

(4)

При этом единственным параметром, определяющим зависимость от m_1 (помимо общей нормировки каждого члена в (3)) у всех $f_{\alpha_1 \alpha_2}$ является коэффициент $b = 2\omega_1 \omega_2 / (\omega_1 + \omega_2)$.



В случае $\alpha_1 = 1, \alpha_2 = 1$ получается известное выражение для вершинной функции PP-члена

$$f_{PP}(m_1) = -(1+k)Ei(-k) - e^{-k}.$$

На рисунке представлены экспериментально найденные значения для $f_{\alpha_1 \alpha_2}(m_1)$ [5] в сравнении с вычисленными на основании формулы (4) при значении параметра $b = 2,05$. Видно, что $f_{\alpha_1 \alpha_2}$ определяемые

из мультипериферической модели при указанном значении параметра b хорошо описывают зависимость от m_{\perp} во всех членах мюллер-реджевского разложения.

В области больших m_{\perp} асимптотика $f_{a_1 a_2}(m_{\perp})$ из (4) имеет следующий вид:

$$f_{a_1 a_2}(m_{\perp}) \approx \text{const } e^{-k} k^{-(a_1 + a_2 + 2)/2} \approx \text{const} \frac{e^{-b m_{\perp}^2}}{m_{\perp}^{a_1 + a_2 + 2}}.$$

При этом асимптотическое значение совпадает с точным выражением из (4) при $m_{\perp} > 0,4 \text{ Гэв}$ и выражение (3) преобразуется к виду

$$\frac{d^2 \sigma}{dm_{\perp}^2 dy} = \text{const} \frac{e^{-b m_{\perp}^2}}{m_{\perp}^4} \{1 + \beta_1 \sqrt{ze^y} + \beta_2 \sqrt{ze^{-y}} + \beta_1 \beta_2 z\}, \quad (5)$$

причем β_1 и β_2 оказываются связанными с γ_i соотношением

$$\beta_1 = C \gamma_a; \quad \beta_2 = C \gamma_b.$$

Из (5) следует, что, по крайней мере, при $m_{\perp} > 0,4$ зависящая от энергий часть сечения инклюзивного процесса может быть записана в масштабном (по отношению к поперечному импульсу) виде. Таким образом, масштабный закон типа $\phi(m_{\perp})f(z)$, наблюдаемый при $p_{\perp} > 2 \text{ Гэв}/c$ и $y = 0$ в эксперименте ISR [11] справедлив в центральной области вплоть до малых m_{\perp} и малых энергий. Дифференциальное сечение для $y \neq 0$ может быть записано в факторизованном виде:

$$\frac{d^2 \sigma}{dm_{\perp}^2 dy} = \phi(m_{\perp}) \Psi_1(u) \Psi_2(v),$$

где

$$u = \sqrt{ze^y}^{1/2}; \quad v = \sqrt{ze^{-y}}^{1/2}; \quad z = \frac{m_{\perp}}{\sqrt{S}}$$

и при больших y $u \approx \sqrt{x}$.

В заключение авторы выражают признательность С.С.Герштейну, А.А.Логунову, М.А.Мествиришвили и В.А.Петрову за стимулирующие обсуждения и интерес к работе.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
12 июля 1974 г.

Литература

- [1] A.N.Mueller. Phys. Rev., D2, 2963, 1970.
- [2] O.V.Kancheli. JETP Lett., 11, 397, 1970.
- [3] R.C.Brower, R.N.Chan, J.Ellis. Phys. Rev., D7, 2080, 1973; H.I.Miettinen. Phys. Lett., 38B, 431, 1972.

- [4] J.R.Freeman, C.Quigg. Phys. Lett., 47B, 39, 1973.
[5] М.Н.Кобринский, А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков. Препринт ИФВЭ СТФ 74-28 Серпухов, 1974.
[6] А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков. Препринт ИФВЭ СТФ 74-51 Серпухов, 1974.
[7] S.S.Pinsky, G.H.Thomas. Preprint ANL/HEP 7345, 1973.
[8] S.R.Choudhury. Phys. Lett., 48B, 246, 1974.
[9] Takeo Inami. Preprint RL-74. 039 T.81, 1974.
[10] M.Barnett, D.Silverman. Phys. Rev., D8, 2108, 1973.
[11] F.W.Büsser at al. Phys. Lett., 46B, 471, 1973.
-

ПОПРАВКИ

В статье В.Г.Резникова, напечатанной в т. 19, вып. 5, на стр. 278 в 1-й строке после подрисуночной подписи, напечатано: "Для второй зоны - S_n - обнаружено резкое увеличение в области". Следует читать: "Для второй фазы - S_n - обнаружено резкое увеличение μ/E в области".

В статье В.И.Поповичева, В.В.Рагульского, Ф.С.Файзуллова, напечатанной в т. 19, вып. 6 на стр. 352, 2-я строка снизу, напечатано: ($\approx 4,9 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$)". Следует читать: ... ($\approx 4,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$)".