

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ НА ЯДРАХ

Э.В. Гедалин

Показано, что зависимость инклюзивного сечения образования частиц с большими p_T на ядрах от y и A определяется двухчастичным инклюзивным сечением образования адронов с малыми p_T .

Из недавних экспериментов Кронина и др. [1] следует, что инклюзивные сечения рождения адронов с большими поперечными импульсами $p_T > 2 \text{ Гэв/с}$ на ядре $d^3\sigma/dydp_T \sim AY^{(p_T)}$, где $\gamma(p_T) > 1$ и зависит от типа наблюдаемой частицы. Канчели показал, [2], что возможным объяснением этого явления может быть жесткое взаимодействие быстрых партонов из разных реджеонных цепочек, в результате чего появляются партоны с большими p_T . Такие перерассеяния учитываются кратными реджевскими ветвлениями; они приводят к эффективному возрастанию потока быстрых партонов через ядро.

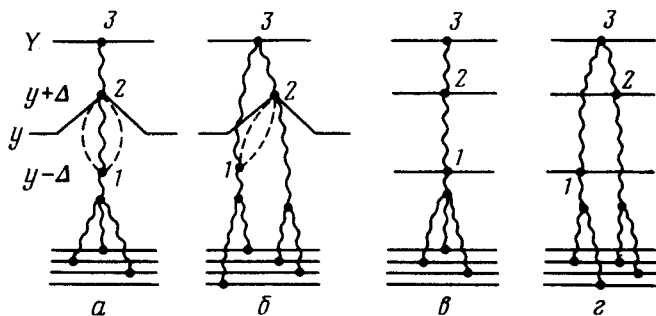


Рис. 1

В реджевской модели инклюзивные сечения $d^3\sigma/dydp_T$ определяются вкладами диаграмм рис. 1, а и б, где пунктирные линии, охватывающие интервал быстрот $(y + \Delta(p_T), y - \Delta(p_T))$ (y — быстрота наблюдаемой частицы, $\Delta(p_T) \approx \ln(2p_T/m)$), соответствуют жесткому взаимодействию (см. [2]). Сравним диаграммы рис. 1, а, б с диаграммами 1, в, г, определяющими двухчастичное инклюзивное сечение образования адронов с быстротами $y_2 = y + \Delta(p_T)$ и $y_1 = y - \Delta(p_T)$, соответственно, но при малых поперечных импульсах k_2 и k_1 : $f(y + \Delta, k_2; y - \Delta, k_1)$. Пусть теперь все быстроты $Y, y, \Delta(p_T), Y - y - \Delta(p_T), y - \Delta(p_T)$ столь велики, что на диаграммах рис. 1 доминирует обмен померонами. Если предположить, что вершины 1 и 2 на диаграммах рис. 1 факторизуются, то не трудно видеть, что

$$\frac{d^3\sigma}{dydp_T} = (\sum_h(y, \Delta) / \gamma(k_1) \gamma(k_2)) f(y + \Delta, k_2; y - \Delta, k_1), \quad (1)$$

где $\Sigma_h(\gamma, \Delta)$ – амплитуда, соответствующая вставке рис. 2, а, $\gamma(k)$ – вершина генерации частиц реджеонами в обычном инклюзивном сечении при малых p_T (рис. 2, б).

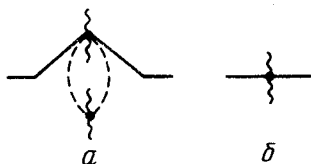


Рис. 2

Иначе говоря, если в образовании частиц с большими p_T доминирует вклад механизма жесткого перерасcеяния партонов из разных померонных цепочек, то при $Y, \gamma, \Delta(p_T), Y - \gamma - \Delta(p_T), \gamma - \Delta(p_T) \gg 1$ инклюзивное сечение такого процесса пропорционально двухчастичному инклюзивному сечению образования частиц с малыми поперечными импульсами и, очевидно, спектр частиц по быстрым и зависимость $d^3\sigma / dy dp_T$ от A определяются непосредственно свойствами $f(\gamma + \Delta, k_2; \gamma - \Delta, k_1)$.

Рассмотрим теперь влияние обмена невакуумными реджеонами. Включение обмена незаряженными нестранными реджеонами наряду с обменом померонами не нарушает равенства (1). Однако, в случае обмена заряженными и (или) странными реджеонами ситуация усложняется: помимо диаграмм, вносящих вклад как в $d^3\sigma / dy dp_T$ так и в f , в инклюзивном сечении имеются дополнительные вклады. Например, в $d^3\sigma / dy dp_T$ вносит вклад диаграмма 1, а, в которой между вершинами 1 и 2 распространяется заряженный (странный) реджеон и одновременно соответствующий заряд (странность) переносится по одной из пунктирных линий, которая представляет жесткое взаимодействие с обменом квантовыми числами. Другим примером является диаграмма 1, б, в которой заряд (странность) переносится по реджеонной линии от вершины 3 к вершине 1, затем заряд переносится от вершины 1 к вершине 2 по пунктирной линии и далее по реджеонной линии снова возвращается к вершине 3. В f такие вклады отсутствуют.

Таким образом и в $d^3\sigma / dy dp_T$ и в f вносят вклад только те диаграммы, на которых заряд и странность реджеонов в вершинах 1 и 2 не меняются; дополнительные вклады в $d^3\sigma / dy dp_T$ возникают от диаграмм, в которых квантовые числа переносятся с реджеона на реджеон через жесткое взаимодействие, они превращают равенство (1) в неравенство. При этом характер зависимости $d^3\sigma / dy dp_T$ от A остается прежним, хотя и картина выхода инклюзивного сечения на асимптотический режим (равенство в соотношении (1)) усложняется.

Совершенно аналогичная ситуация возникает и в процессах рождения лептонных пар с большой массой M [3, 4]. Здесь также зависимость сечения $\sigma(M, A)$ от M и A определяется двухчастичным инклюзивным сечением f и для $d\sigma(M, A) / dy$ имеет место соотношение (1) (с соответствующей заменой $\Sigma_h(\gamma, \Delta(p_T))$ на $\Sigma_l(\gamma, \Delta(M/2))$).

В заключение приношу свою искреннюю благодарность О.В.Канчели за обсуждение результатов работы.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1977 г.

Литература

- [1] J.W.Cronin et al. Phys. Rev., Д11, 3104, 1975.
 - [2] O.V.Kancheli. Phys. Lett., 65B, № 4, 1976.
 - [3] J.H.Cristensen et. al. Phys. Rev., Д8, 2016, 1973.
 - [4] D.C.Hom et al. Phys. Rev. Lett., 37, 1374, 1976.
-