Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 8, стр. 588 – 592 *20 октября 1974 г.*

РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ С БОЛЬШИМ ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ОБЛАСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ

В.Х.Шойхет

Получено инклюзивное сечение ИС рождения адрона с большим поперечным импульсом $p_\perp$ в области фрагментации в ковариантной партонной модели при предположении, что адрон с большим $p_\perp$ является "продуктом распада" изолированного (по "рапидити") партона. Отмечены характерные для данной модели особенности ИС, которые могут быть наблюдены экспериментально.

В последнее время весьма интенсивно изучаются процессы рождения адронов с большими поперечными импульсами. Из полученных за последнее время экспериментальных результатов отметим следующие [1]: а) в области больших поперечных импульсов ($p_\perp \gtrsim 3$ *Гэв*) инклюзивные сечения с ростом $p_\perp$ убывают степенным образом:

$$f = (2\pi)^3 2p_0 \frac{\partial^3\sigma}{\partial p^3} \sim (p_\perp)^{-N} ,$$

где f – инклюзивное сечение (в дальнейшем – ИС), а $N \approx 8$; б) ИС при фиксированных больших $p_\perp$ существенно растут с ростом энергии сталкивающихся частиц $(\sqrt{s})$.

Степенное падение ИС было получено в целом ряде работ [2 – 4], причем $N = 8$ можно получить как в мультипериферической модели с обменом и рождением точечных частиц [2, 3], так и в ковариантной партонной модели [4, 5] с "лестничной кинематикой". Во всех вышеуказанных работах адроны с большим $p_\perp$ рождались в области пионизации (углы $\sim 90°$)

Нам представляется интересным рассмотреть случай рождения адронов с большим $p_\perp$ в области фрагментации. Рассмотрим рождение адрона с большим $p_\perp$ в области фрагментации в рамках ковариантной партонной модели [4, 5] с "лестничной кинематикой". В такой модели процесс с большим $p_\perp$ произойдет тогда, когда при образовании налетающим быстрым адроном партонной "лестницы" на одной из ее "ступенек" происходит передача партону большого поперечного импульса. Партон, получивший большой поперечный импульс, является изолированным в пространстве "рапидити" и дальнейшая его эволюция происходит независимо от остальных партонов [6]. Этот изолированный партон распадается на "струю" адронов, один из которых детектируется.

Рассмотрим случай рождения с большим $p_\perp$ самого быстрого адрона причем $p_\perp << p$ – величины 3-импульса адрона.

Если принять обычное предположение, что партоны в "лестнице" упорядочены по продольным импульсам, то в рассматриваемом случае большой поперечный импульс передается партону на первой же "ступеньке лестницы", а детектируемый адрон является самым быстрым из "струи" адронов, на которую распался этот партон. Основной вклад в ИС будут вносить диаграммы содержащие минимальное возможное число виртуальных партонов, проносящих большой поперечный импульс. Такой диаграммой (с учетом упорядоченности партонов по продольным импульсам) будет диаграмма рис. 1.

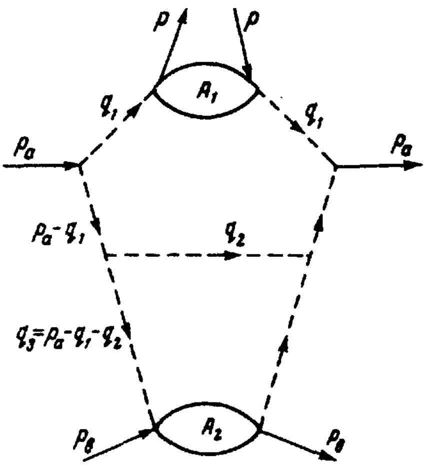

Рис. 1. Диаграмма, дающая в ковариантной партонной модели доминирующий вклад в ИС рождения адрона с большим $p_\perp$ в области фрагментации. Сплошные линии – адронные, пунктирные – партонные

На рис. 1 сплошные линии – адронные, пунктирные – партонные. Кинематически наиболее выгодным оказывается "сбросить" большой поперечный импульс на следующей же ступеньке "лестницы". Партон, уносящий большой поперечный импульс, выделен на рис. 1. В дальнейшем вдоль "лестницы" передаются только малые поперечные импульсы, и оставшаяся часть "лестницы" описывается абсорбционной частью амплитуды рассеяния вперед партона на адроне (блок A_2). Блок A_1 находится в кинематической области распада партона, и согласно обобщенной оптической теореме [7] $A_1(s', q_1^2) \sim \Gamma(s', q_1^2)$, где $\Gamma(s', q_1^2)$ – ширина инклюзивного распада партона "массой" $\sqrt{q_1^2}$ на адрон с 4-импульсом p и любую возможную систему адронов "массой" $\sqrt{s'} = [(q_1 - p)^2]^{1/2}$, $A_1(s', q_1^2)$ – абсорбционная часть амплитуды рассеяния вперед партона на адроне, продолженная аналитически в область распада партона. ИС рассматриваемого процесса имеет вид

$$f = (2\pi)^3 2p_0 \frac{\partial^3\sigma}{\partial p^3} = \frac{\lambda_1^2\lambda_2^2}{2s} \int d^4q_1 d^4q_2 \frac{A_1(s', q_1^2)}{(q_1^2 - \mu^2)^2} \frac{\delta(q_2^2 - \mu^2)}{[(p_a - q_1)^2 - \mu^2]^2} \times$$
$$\times \frac{A_2(s_2'', q_3^2)}{(q_3^2 - \mu^2)^2} \tag{1}$$

λ_1 – константа "распада" партона на систему двух адронов, λ_2 – константа трехпартонного взаимодействия. Так как партоны предполагаются точечными, в вершинах нет формфакторов. μ и m – массы партона и адрона. Партоны предполагаются скалярными;

$$s = (p_a + p_b)^2; \quad s' = (q_1 - p)^2; \quad s'' = (p_a + p_b - q_1 - q_2)^2; \quad q_3 = (p_a - q_1 - q_2). \tag{2}$$

Мы будем рассматривать асимптотический предел, когда

$$s \to \infty, \quad p_\perp^2 \to \infty; \quad m^2/p_\perp^2 << z_\perp^2 = \frac{4p_\perp^2}{s} << 1. \tag{3}$$

Для вычисления ИС примем следующие предположения. 1) Амплитуды с виртуальными внешними партонами достаточно быстро убывают (степенным образом), когда "массы" виртуальных партонов велики. Согласно этому предположению основной вклад в интеграл [1] набирается от области интегрирования, в которой q_1^2 и q_3^2 ограничены ($\sim m^2$); 2) при распаде быстрого изолированного по "рапидити" партона родившиеся адроны летят в узком конусе вокруг 3-импульса партона. Вероятность обнаружить адрон вне конуса с углом раствора $\sim m/p$ экспоненциально убывает; 3) поведение $A_2(s'', q_3^2)$ при $s'' >> |q_3^2|$ определяется вкладом Померона ($\alpha_P(0) = 1$). Введем переменные: $x = p_0/q_{10}$ и $z = 2p_0/s$, где p_0 и q_{10} – нулевые компоненты 4-векторов p и q_1. В этих переменных

$$A_2(s'', q_3^2) \sim (s''/|q_3^2|)^{\alpha_P(0)} \sim (x-z)z^s/p_\perp^2 . \tag{4}$$

4) $A_1(s', q_1^2)$ при $0 \leqslant s' \leqslant (\sqrt{q_1^2} - m)^2$ может быть представлено в виде:

$$A_1(s', q_1^2) = A_1^{(0)}(q_1^2)\delta(s' - m^2) + \bar{A}_1(s', q_1^2)\,\theta(s' - 4m^2). \tag{5}$$

Выражение (5) соответствует тому, что амплитуда распада партона как аналитическая функция s' имеет полюс, соответствующий двухадронному распаду и точки ветвления, соответствующие n-адронным распадам ($n \geqslant 3$). В соответствии с предположением (1) для $A_1^{(0)}$ и $\bar{A}_1$ примем следующие выражения:

$$A_1^{(0)}(q_1^2) \sim (q_1^2)^{-2\Gamma}; \quad \bar{A}_1(s', q_1^2) \sim (q_1^2)^{-2\Gamma}(s'/q_1^2)^{\gamma} \sim (q_1^2)^{-2\Gamma}(1-x)^{\gamma},$$

где Γ и $\gamma > 0$. (6)

В выражении для $\bar{A}_1$ учтено пороговое поведение при $x \to 1$. Будем вычислять ИС в кинематической области:

$$z_\perp^2 << 1 - z << 1. \tag{7}$$

При сделанных предположениях можно вычислить нулевой член разложения ИС (f_0) по малому параметру z^2, так как при вычислении f_0 переменные верхнего и нижнего блоков на рис. 1 можно отфакторизовать, и для f_0 получится выражение

$$f_0 \sim \frac{1}{p_\perp^8} z^4 \int\limits_{m^2/z(1-z)}^{\infty} dq_1^2 (q_1^2)^{-2\Gamma-2} \int\limits_z^{\frac{1}{2}(1+\sqrt{1-4m^2/q_1^2})} dx (x-z)\delta \times$$
$$\times \left[q_1^2 (1-x) - \frac{m^2}{x} \right] + \bar{f}_0 . \tag{8}$$

В (8) пределы по x получаются из условия: $s' = (q_1^2 - \frac{m^2}{x})(1-x) \geqslant m^2$, а $\bar{f}_0$ – вклад от второго слагаемого в (5). Интегрируя (8) получим

$$f_0(z, p_\perp^2) \quad \frac{z^4}{p_\perp^8} (1-z)^{3+2\Gamma} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n (2\Gamma+2)(2\Gamma+1)\ldots(2\Gamma+2-n+1)}{n!\,(2\Gamma+2+n)(2\Gamma+3+n)} \times \right.$$
$$\left. \times (1-z)^n \right) + \bar{f}_0 . \tag{9}$$

При $1 - z << 1$ сумма по n в (9) фактически определяется первыми несколькими членами. Если 2Γ – целое число, то в этой сумме конечное число членов. Оценка $\bar{f}_0$ показывает, что при $1 - z << 1$ и разумных значениях Γ и γ, этот член гораздо меньше первого члена в (9). Это связано с наличием порогового множителя $(1 - x)^\gamma$ и более высоким порогом по q_1^2: $q_{1min}^2 (s' = 4m^2) = \frac{m^2(1+3z)}{z(1-z)}$. Отношение $\bar{f}_0$ к первому члену в (9) $\sim (1-z)^\gamma (1+3z)^{-2\Gamma-1}$. Таким образом ИС с хорошей точностью описывается первым членом в (9).

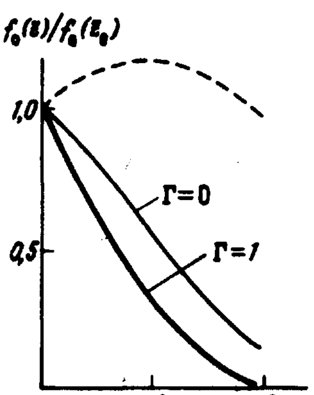

Рис. 2. Сплошные линии – зависимость отношения $f_0(z)/f_0(z_0)$ от z в ковариантной партонной модели при различных значениях параметра Г и z_0 = 0,7; пунктирная линия – аналогичная зависимость в мультипериферической модели

Рассмотрим более подробно характерные свойства ИС: 1) зависимость ИС от $p_\perp$ такова же, как и в области пионизации: $f \sim (p_\perp)^{-8}$; 2) ИС сильно зависит от z. С ростом z ИС быстро убывает. Скорость убывания зависит от параметра Г. На рис. 2 представлена зависимость отношения $f_0(z)/f_0(z_0)$ от z при различных Г и $z \gg z_0 = 0{,}7$. Если при фиксированном p_0 увеличивать s, то ИС будет расти. Этот рост нам кажется аналогичным росту ИС на угол 90° при фиксированном $p_\perp$ и растущем s; 3) в мультипериферической модели, в которой (точечные) адроны с большим $p_\perp$ вылетают непосредственно с "лесенки" (рис. 3), зависимость ИС от $p_\perp^2$ и z имеет вид: $f \sim \frac{1}{p_\perp^8} z^4 (1 - z)$, т. е. зависимость от

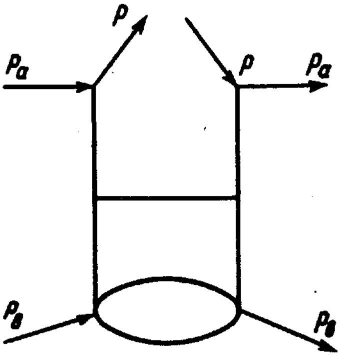

Рис. 3. Диаграмма, дающая доминирующий вклад в ИС рождения адрона с большим $p_\perp$ в области фрагментации в мультипериферической модели

z существенно отличается от соответствующей зависимости в партонной модели (см. рис. 2, пунктир). Таким образом партонная и мультипериферическая картины рождения адронов большими $p_\perp$, дающие в принципе одинаковую зависимость ИС от $p_\perp$ приводят к существенно различным зависимостям ИС от z, и экспериментальное изучение зависимости ИС от z может помочь выбрать какая из этих картин имеет отношение к действительности.

В заключение автор приносит глубокую благодарность О.В.Канчели за многочисленные стимулирующие дискуссии и ценные указания.

Тбилисский
государственный университет

Поступила в редакцию
17 сентября 1974 г.

Литература

[1] B.Alper, H.Boggild, G.Jarlskog, G.Lynch, J.M.Weiss. P.Booth, L.J.Carroll, J.N.Jackson, M.Prentice, G. von Dardel, at al. Phys. Lett., 44B, gaard, K.H.Hansen,
521, 527, 537, 1973; F.W.Büsser, L.Camilleri, L.Di Lella, G.Gladding, A.Placci, B.G.Pope, A.M.Smith, J.K.Yoh, E.Zavattini. Phys. Lett., 46B, 471, 1973.

[2] D.Amati, L.Caneschi, M.Testa. Phys. Lett., 43B, 186, 1973.

[3] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. ЯФ, 18, 1108, 1973; ЯФ, 19, 389, 1974.

[4] P.V.Landshoff, J.C.Polkinghorne. Phys. Rev., D8, 927, 4157, 1973.

[5] P.V.Landshoff, T.C.Polkinghorne. Phys. Reports, 5C, 1, 1972.

[6] S.M.Berman, T.D.Bjorken, T.B.Kogut. Phys. Rev., D4, 3388, 1971.

[7] D.Horn. Phys. Rev., D9, 124, 1974.