Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 3, стр. 202 – 206 5 августа 1974 г.

РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЛЕПТОНОВ

Н.Н.Николаев

Обсуждается рождение адронов с большими поперечными импульсами в глубоконеупругом рассеянии лептонов на адронах. Показано, что в спектре поперечным импульсам должен быть минимум при $p_\perp \cong \frac{1}{2}\sqrt{Q^2}$. Предсказываются скейлинговые свойства спектра по $z = p_\perp/\sqrt{Q^2}$ в зависимости от Q^2 и x.

В настоящей статье обсуждается рождение адронов с большими поперечными импульсами $p_\perp$ в глубоконеупругом рассеянии лептонов на адронах. В основном мы интересуемся возможностью проверки в этих процессах механизма рождения адронов с большими $p_\perp$ за счет партон-партонного рассеяния на большие углы с последующей фрагментацией в конечные адроны.

В брейтовской системе, где энергия виртуального фотона равна нулю, фотон поглощается партоном с импульсом $xp_z \cong \frac{1}{2}\sqrt{Q^2}$ меняющим знак своего импульса, а остальные партоны сохраняют свои импульсы [1]. Так как поперечные импульсы партонов малы и ограничены, и большие поперечные импульсы не возникают и при взаимодействии с фотоном, то ясно, что адроны с большими $p_\perp$ могут рождаться в рамках партонной модели только за счет перерассеяния на большой угол партона отдачи на одном из остальных партонов адрона с последующей фрагментацией в конечные адроны.

Этот механизм рождения частиц с большими $p_\perp$ подробно обсуждается в последнее время в литературе и успешно применяется для описания экспериментальных данных по рождению частиц с большими $p_\perp$ в адрон-адронных столкновениях (см., например, работы [2, 3] и приведенные в них ссылки). Имеется, однако, одно важное отличие между адрон-адронными и лептон-адронными взаимодействиями. Именно, в адрон-адронных взаимодействиях мы имеем дело с рассеянием друг на друге двух партонов из разных адронов. В лептон-адронных же процессах должны рассеиваться друг на друге два партона из одного и того же адрона. Вероятность такого процесса будет определяться двухпартонной функцией распределения, которая должна иметь минимум при совпадающих импульсах партонов из-за отталкивания партонов с близкими быстротами. В спектре по поперечному импульсу $p_\perp$ под углом $\theta = 90°$ в брейтовской системе это должно привести к нерегулярности типа плато или даже минимума при $z = p_\perp / \sqrt{Q^2} = 1/2$.

Важно то, что отталкивание партонов на малых расстояниях по быстроте является универсальным свойством всех партонных моделей, так как в противном случае невозможна предельная равновесная плотность партонов. Поэтому предсказание плато или минимума в спектре по поперечным импульсам при $z = \frac{1}{2}$ является общим для всех партонных моделей предсказанием механизма партон-партонного рассеяния и его экспериментальное подтверждение было бы важным аргументом в пользу механизма и в пользу партонной модели.

Наиболее удобной для обсуждения величиной является инклюзивный спектр $f(Q^2, x, z)$, проинтегрированный по ν. Если считать партон отдачи находящимся на массовой поверхности, то в рамках описанного механизма для рождения одного быстрого адрона под углом $\theta = 90°$ имеем

$$f(Q^2, x, z) = \frac{d^3\sigma}{dQ^2 d\Omega dz} \Bigg/ \frac{d\sigma}{dQ^2} \cong A\, v(x, x_2) F_h(z^2 Q^2) \frac{x(1-z)}{z}. \quad (1)$$

Здесь $F_h(z^2Q^2)$ – вероятность перехода партона, летящего под углом $\theta = 90°$ в один регистрируемый быстрый адрон h, $v(x, x_2)$ – плотность партонов с импульсом px_2, на которых рассеивается партон отдачи с импульсом $-px$. Из кинематики упругого рассеивания $x_2 = xz/(1-z)$ и в (1) учтено, что дифференциальное сечение рассеяния точечных партонов имеет вид $d\sigma/d\Omega \sim 1/s_{12}$ и что $s_{12} \cong Q^2 z/(1-z)$.

Вероятность перехода партона в один адрон $F_h(z^2, Q^2)$ должна иметь простой степенной вид

$$F_h(z^2Q^2) \cong (z^2Q^2)^{-C_h} \qquad (2)$$

причем показатель степени C_h в силу дуальности "партон-адрон" [4] должен быть, по-видимому, таким же, что и в электромагнитном формфакторе адрона h.

Если $|\ln{}^{x_2}/_x| \gtrsim \rho$, где ρ – радиус ближних корреляций по быстротам, то $v(x, x_2)$ не зависит от x и $v(x, x_2) = u(x_2)$, где $u(x)$ – однопартонная функция распределения. При $x \approx x_2$ из-за отталкивания партонов на малых расстояниях $v(x, x_2)$ должно иметь минимум, приводящий соответственно к минимуму в спектре по поперечному импульсу при $z \cong 1/2$. Если же $x + x_2 \to 1$, то $v(x, x_2)$ быстро убывает: $v(x, x_2) \approx \approx (1 - x - x_2)^{p(x)}$. Экспериментально для однопартонной плотности известно, что $u(x) \approx (1-x)^3$ при $x \to 1$. Поэтому $p(x) \to 3$ при $x \to 1$. В противоположном предельном случае $x \to 0$ имеется две возможности, так как в этом случае партон отдачи может рассеиваться как на партоне, так и на глюоне и $p(x)$ зависит от соотношения их плотностей при $x \to 1$. Экспериментально при $x \to 1$ выживают только те партоны, которые несут проекцию изоспина нуклона. Можно обобщить это дальше и считать, что одновременно будет мала и плотность глюонов по сравнению с плотностью валентных партонов. Тогда $p(x) \to 3$ при $x \to 0$. Если же при $x \to 1$ напротив выживают глюоны, то $p(x) < 3$. Наконец, при $x = 1/2$ необходимо учитывать отталкивание партонов и тогда $p(1/2) > 3$. Качественная зависимость $p(x)$ от x приведена на рис. 1.

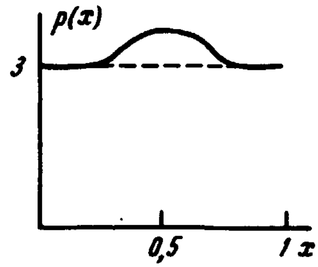

Рис. 1

Учитывая, что при малых x $u(x) \approx c/x$ имеем:

$$f(Q^2, x, z) \approx \frac{1}{(Q^2)^{C_h}} \begin{cases} (1-z)^2 z^{-2(1+C_h)}, & xz/1-z << 1 \\ (z_{max} - z)^{p(x)} (1-z)^{1-p(x)} z^{-1-2C_h}, & z \to z_{max} \end{cases} . \qquad (3)$$

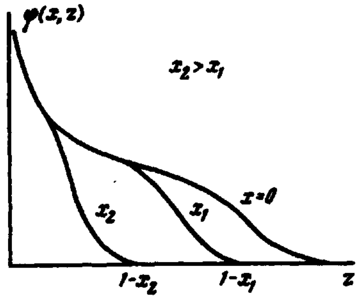

Рис. 2

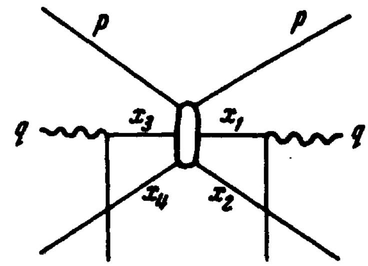

Рис. 3

При этом функция $\phi(x, z) = f(Q^2, x, z)(Q^2)^{C_h}$ не должна зависеть от Q^2. Качественный ход $\phi(x, z)$ представлен на рис. 2. Если как x, так и x_2 находятся в области плато по быстротам: $x, x_2 \lesssim a \approx 0,3$ [5], то спектр по z должен быть дополнительно скейлинговым в смысле независимости от x вплоть до $z \approx {}^a/_a + x$, как это видно из формулы (3) и изображено на рис. 2.

В обсуждении выше и в кинематических соотношениях мы считали партон отдачи находящимся на массовой поверхности. В действительности сход с массовой поверхности партона отдачи существует. Однако нетрудно убедиться, что его учет не меняет качественно ситуацию и только приводит к тому, что вместо плотности партонов $v(x, x_2)$ с определенными из кинематики рассеяния на массовой поверхности значениями x и x_2 инклюзивный спектр по поперечным импульсам будет пропорционален эффективному среднему от $v(x, x_2)$ по интервалу быстрот порядка единицы, не бо́льшему, чем радиус корреляций по быстротам. Для этого заметим, что обсуждаемый инклюзивный спектр определяется диаграммой рис. 3. Входящая в нее абсорбционная часть амплитуды процесса 3 → 3 совпадает согласно теореме Канчели – Мюллера [6] с двухпартонной функцией распределения в случае рассеяния вперед. Требование конечности переданных импульсов в амплитуде 3 → 3 ограничивает области интегрирования условиями $(x_1 - x_3)^2 \lesssim x_1 x_3$ и $(x_2 - x_4)^2 \lesssim x_2 x_4$, так что область быстрот, по которой эффективно усредняется $v(x, x_2)$, оказывается конечной и не зависящей от x. Поэтому нерегулярность в спектре должна сохраниться и ее положение по z не меняется.

Автор благодарен В.И.Захарову, В.А.Новикову и М.В.Терентьеву за ценные критические замечания.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 мая 1974 г.

Литература

[1] R.P.Feynman. Photon-Hadron Interactions, W.A.Benjamin, Massachusets, 1972.

[2] D.Amati, L.Kaneschi, M.Testa. Phys. Lett., 43B, 186, 1972; E.M.Левин, M.Г.Рыскин. ЯФ, 18, 1108, 1973.

[3] R.Blankenbecler, S.J.Brodsky, J.F.Gunion. Phys. Rev., D8, 287, 1973; J.D.Bjorken. Phys. Rev., D8, 4098, 1973.

[4] В.Н.Грибов. Сб. Элементарные частицы, I школа физики ИТЭФ, Москва, Атомиздат, 1973.

[5] H.Kéndall. Cornell International Conference on Electron and Photon Interactions. Cornell Univ. Press, Ithaca, 1972.

[6] A.H.Mueller. Phys. Rev., D2, 2963, 1970; О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397, 1970.