Письма в ЖЭТФ, том 30, вып.1, стр. 71 – 73 5 *июля 1979 г.*

ПОПЕРЕЧНЫЕ ИМПУЛЬСЫ АДРОНОВ В СТРУЯХ, ПОРОЖДЕННЫХ КВАРКАМИ И ГЛЮОНАМИ

Э.В.Гедалин

Показано, что при больших Q^2 распределения адронов в струях зависят от поперечного импульса k через параметр $\kappa^2 = \mathbf{k}^2/z^2Q^2f$, где f не зависит от $\mathbf{k}$.

Рассмотрим струю адронов, порожденную партоном p при разрешении партонометра, соответствующем переданному импульсу Q. Пусть $D_p^h(z, \mathbf{k}; z_o, \mathbf{k}_o; t)$ – инклюзивная функция распределения адрона h по поперечному импульсу k и доле импульса струи z, уносимой адроном, в системе отсчета, где струя несет долю z_o импульса взаимодействия. В квантовой хромодинамике (КХД) изменение D_p^h с ростом Q^2 определяется развитием каскада глюонов – кварк-антикварковых пар с ростом "глубины"

$$t(Q^2) = (1/b)\ln[1 + (a_o b/2\pi)\ln Q^2/Q_o^2], \qquad (1)$$

где $b = (33 - 2n_f)/6$, n_f – число ароматов кварков, Q_o – переданный импульс, при котором задано $D_p^h(z, k; z_o, k_o; 0)$ – исходное распределение адронов в струе, a_o – значение константы цветного взаимодействия $a(Q^2)$ при $Q^2 = Q_o^2$.

Соотношение между $D_p^h(z, \mathbf{k}; z_o, \mathbf{k}_o; t)$ и $D_p^h(z, \mathbf{k}; z_o, \mathbf{k}_o; 0)$ в КХД нетрудно получить с помощью уравнений ренормализационной группы [1]. Следуя [2, 3], имеем

$$D_p^h(z, \mathbf{k}; z_o, \mathbf{k}_o; t) = \sum_{p'} \int \frac{dy}{y} d\mathbf{k}' D_{p'}^h(z, \mathbf{k}; y, \mathbf{k}'; 0)\, G_p^{p'}(y, \mathbf{k}'; z_o\mathbf{k}_o; t), \qquad (2)$$

где $G_p^{p'}(y, \mathbf{k}'; z_o, \mathbf{k}_o; t)$ – инклюзивное распределение партона типа p' в партоне типа p при разрешении Q^2.

Строго говоря, с помощью уравнений ренормализационной группы непосредственно вычисляются распределения по импульсам партонов, порождающих струи, в которых в конечном состоянии имеется адрон с заданным импульсом, т.е. D_p^h в системе отсчета, где $z = 1$, $\mathbf{k} = 0$ (именно такие функции распределения входят в инклюзивные сечения образования адронов). Функции распределения в системе отсчета струи, где $z_o = 1$ и $\mathbf{k}_o = 0$ связаны с ними соотношениями

$$D_p^h(z, z\mathbf{k}_o; 1, 0; t) = D_p^h(1, 0; 1/z, \mathbf{k}_o; t). \qquad (3)$$

Определим сначала характер зависимости $D_p^h(1, 0; z_o, \mathbf{k}_o; t)$ от k_o. Умножая (2) на $(\mathbf{k}_o^2)^l$ и интегрируя по k_o, получим рекуррентные соотношения, связызающие моменты l-го порядка $K_p^h(z_o, l, t) = \int (\mathbf{k}_o^2)^l D_p^h(1, 0; z_o, \mathbf{k}_o; t)\, d\mathbf{k}_o$ с моментами низшего порядка. Затем, используя последовательно рекуррентные соотношения, представим $K_p^h(z_o, l, t)$ в виде суммы членов $A_p^h(l, n, z_o, t)$, содержащих интегралы от моментов распределений партонов в партонах $K_p^{p'}(z, l, t)$, степеней Q^2 и $K_p^h(z_o, 0,0)$:

$$K_p^h(z_o, l, t) = \sum_{n=0}^{l-1} A_p^h(l, n, z_o, t). \qquad (4)$$

Простые вычисления дают, что при достаточно больших Q^2, когда $\exp bt >> a_o b/2\pi$

$$A_p^h(l, n, z_o, t) = [a(Q^2)]^{n+1} Q^{2l} a_p^h(l, n, z_o, t) \qquad (5)$$

и, следовательно,

$$K_p^h(z_o, l, t) = a(Q^2) Q^{2l} \sum_{n=0}^{l-1} a_p^h(l, n, z_o, t)[a(Q^2)]^n. \qquad (6)$$

Из (6) следует, что, как и в случае распределения партонов в адронах $G_p^h(x, Q^2, t)$, при достаточно больших Q^2 зависимость $D_p^h(1, 0; z_o, \mathbf{k}_o; t)$ от k_o определяется каскадом партонов через моменты $K_p^{p'}(z, l, t)$ и сосредоточена в параметре $\vec{\kappa}_o^2 = \mathbf{k}_o^2 \cdot [Q^2 f_p^h(z_o, a(Q^2), t)]$, где f_p^h медлено меняющаяся функция Q. Соответственно, распределения поперечных импульсов адронов в струях будут зависеть от $\vec{\kappa}^2 = \mathbf{k}^2/z^2 Q^2 f_p^h(\frac{1}{z}, a(Q^2), t)$, т.е. распределение адронов по $\mathbf{k}^2$ в z^2 раз уже.

Таким образом, в КХД распределение по k адронов в струях, образованных партонами, обладает такой же приближенной масштабной инвариантностью, что и распределение партонов в адронах — следствие того, что для D_p^h и G_h^p выполняются соотношения Грибова — Липатова [4].

Определить характер зависимости f_p^h от z и t удается только в предельных случаях $z << 1$ и $1 - z = \delta << 1$. При $\delta << 1$ имеем $f_p^h \approx \delta C_p^h(a(Q^2))$ и при $z << 1$ $f_p^h \approx \bar{C}_p^h(a(Q^2))$, так что распределение адронов в струе по k^2 сначала расширяется с ростом z, становясь наиболее широким при средних z $(0,1 < z < 0,9)$, а затем снова сужается.

Рассмотрим теперь среднеквадратичные поперечные импульсы адронов в струях $< k^2 >_p^h$. Для определенности ограничимся так называемыми первичными распределениями пионов [3]. Имеем

$$< \mathbf{k}^2 >_p^\pi = K_p^\pi(z, 1, t)/K_p^\pi(z, 0, t). \qquad (7)$$

Остановимся сначала на свойствах $K_p^\pi(z, 0, t)$-распределении по z пионов в струях, образованных кварками и глюонами. При достаточно больших фиксированных Q^2 при $\delta << 1$ числа пионов в струях, образованных кварками и антикварками, примерно в δ раз больше, чем в струях, образованных глюонами, и при $\delta \to 0$ убывают степенным образом $K_q^\pi(1-\delta, 0, t) \sim \delta^{8t/3}$. При малых z числа пионов в струях, образованных кварками, антикварками и глюонами, одного порядка. Распределение пионов по z подобно распределению частиц кварк-антикваркового моря: число пионов резко возрастает с убыванием z, причем с ростом Q^2 число пионов с заданным z убывает – частицы "откочевывают" в область все меньших z (аналог обмеления кварк-антикваркового моря [5]).

Среднеквадратичные поперечные импульсы пионов в струях, порожденных кварками (антикварками) и глюонами имеют вид

$$<\mathbf{k}^2>_p^\pi = <\mathbf{k}^2>_{0,p}^\pi + \beta_p^\pi\, a(Q^2)\, Q^2 \delta/\pi \tag{8}$$

при $\delta << 1$ и

$$<\mathbf{k}^2>_p^\pi = <\mathbf{k}^2>_{0,p}^\pi + 21\, a(Q^2)\, Q^2 z^2/10\pi \tag{9}$$

при $z << 1$. Здесь $<k^2>_{0,p}^\pi$ – затравочные поперечные импульсы пионов в струях; $\beta_q^\pi = 4/3$, $\beta_g^\pi = 3$.

Из (8) видно, что при $z \to 1$ среднеквадратичные поперечные импульсы пионов в струях, порожденных кварками несколько меньше, чем в струях, порожденных глюонами, а при $z << 1$ $<\mathbf{k}^2>_q^\pi \approx <\mathbf{k}^2>_g^\pi$. С ростом Q^2 $<\mathbf{k}^2>_p^\pi$ возрастают, однако существенным это изменение станет лишь при очень больших $Q^2 \sim 10^3 \div 10^4$ ГэВ^2. Проинтегрированный по z среднеквадратичный поперечный импульс пиона в струе изменяется на величину $<\mathbf{k}^2> - <\mathbf{k}^2>_0 \sim a(Q^2)\, Q^2 <z^2>/2\pi n$, где $<z^2> = \int z^2 K_p^\pi(z, 1, t)\, dz$ и n – средняя множественность пионов в струе. При современных энергиях $<\mathbf{k}^2>^\pi - <\mathbf{k}^2>_0^\pi \lesssim <\mathbf{k}^2>_0^\pi$ в хорошем согласии с экспериментом [6].

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
12 мая 1979 г.

Литература

[1] H.D.Politzer. Phys. Rep., 14, 129, 1977.

[2] N.Cabbibo, R.Petronzio. Nucl. Phys., B137, 395, 1978.

[3] R.P.Feynman, R.D.Field, G.C.Fox. Preprint CALT-68, 651, 1978.

[4] В.Н.Грибов, Л.Н.Липатов. ЯФ, 15, 781, 1218, 1972.

[5] Ю.Л.Докшицер. ЖЭТФ, 73, 1216, 1977.

[6] G.G.Hanson. Preprint SLAC-PUB-2118, 1978.