

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА НА СПЕКТРЫ БЫСТРЫХ МЕЗОНОВ В КВАРКОВЫХ СТРУЯХ

Л. Н. АБЕСАЛАШВИЛИ¹⁾, Н. С. АМАГЛОБЕЛИ¹⁾, Н. К. КУЦИДИ¹⁾, А. Н. СИСАКЯН,
 Л. А. СЛЕПЧЕНКО¹⁾, Э. Т. ЦИВЦИВАДЗЕ¹⁾, М. С. ЧАРГЕЯШВИЛИ¹⁾

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 18 февраля 1980 г.)

Изучается влияние поперечного движения взаимодействующих кварков (глюонов) внутри адронов на характер спектров быстрых мезонов ($x \rightarrow 1$) в области фрагментации кварков в адронных соударениях при малых p_{\perp}^2 . Показано, что отклонение от предсказаний правил кваркового счета может быть объяснено учетом флуктуаций по поперечному импульсу (p_{\perp}^2).

Основные закономерности процессов множественного образования адронов, в частности масштабные свойства этих процессов, могут быть поняты на основе соображений физического подобия и анализа размерностей [1].

Из принципа автомодельности и соображений о кварковой структуре адронов в работах [2, 3] были установлены правила кваркового счета, которые с использованием связи [4] между упругими и неупругими факторами адронов дают, в частности, [4, 5]

$$F_{2n}(x) \propto (1-x)^{2n-1}, \quad x \rightarrow 1. \quad (1)$$

Эти представления, довольно естественные в кварк-партоновой модели, предполагают, что точечными составляющими, ответственными за взаимодействие адронов, являются почти свободные, невзаимодействующие кварки (импульсное приближение) с замороженными внутренними степенями свободы, как, например, поперечное движение и др.

Первые, наиболее очевидные следствия учета динамики кварков стали возможными с развитием квантовой хромодинамики, определяющей характер взаимодействия кварков с глюонным полем. Учет взаимодействия проявляется в отклонении сечений лептон-адронного рассеяния от масштабной инвариантности. При этом у структурных функций составляющих адронов появляется зависимость от характерной для глубоконеупругих процессов большой передачи импульса $F_{2n}(x) \rightarrow F_{2n}(x, Q^2)$. Наиболее четко эта зависимость проявляется при анализе моментов соответствующих функций распределения в КХД [6]. Отметим, что важной задачей на этом этапе является изучение квантовохромодинамических эффектов в рамках трехмерных квазипотенциальных уравнений [7] для составных частиц в переменных светового фронта [8].

В работе [9] был дан анализ эффектов нарушения скейлинга инклюзивных спектров по продольному импульсу (x) вторичных частиц в адронных соударениях. В области фрагментации лидирующего кварка, т. е. когда быстрый кварк распадается на детектируемый быстрый мезон плюс

¹⁾ Тбилисский государственный университет.

другие медленные адроны (механизм, ответственный также за образование лидирующих частиц, несущих большой p_{\perp}) [5, 10],

$$F^{AB \rightarrow C}(x) \equiv \frac{x d\sigma^{AB \rightarrow C}}{\sigma dx} \propto \sum_{q=1}^4 \int f_q(x_1) D_q(x_2) \delta(x, x_2 - x) dx_1 dx_2. \quad (2)$$

Оказалось, что энергетическая зависимость инклюзивных сечений $AB \rightarrow C$ (2) маскирует значения показателей n_a , определяемых правилами кваркового счета для структурных функций кварков в адронах (1), и ее необходимо учитывать при сравнении распределений (2) с экспериментом [9].

Здесь мы хотим обратить внимание на второй возможный источник подобного отклонения, а именно на зависимость результатов анализа сечений (2) от величины среднего поперечного импульса составляющих кварков (глюонов) [9].

1. Анализ экспериментальной ситуации, проведенный в настоящей работе, свидетельствует о том, что величины показателей (извлекаемые из одночастичных спектров πp -взаимодействий), лежащие вблизи разумных значений: $n_{\pi} \approx 1(2)$ и $n_p \approx 3(4)$, могут иметь, однако, лишь приближенный смысл чисел составляющих адронов. В частности, сравнение зависимости $F(x) \propto (1-x)^n$ с экспериментом по образованию π -, K -мезонов в πp - и pp -соударениях в широком интервале энергий дает удовлетворительное согласие (рис. 1) с параметризацией [12] при сравнительно небольших энергиях ($p_{\text{lab}} \leq 20$ ГэВ/с) и значительно расходится с ростом энергии (рис. 2).

Отметим, что настоящий анализ проводился на совокупности мировых экспериментальных данных (ссылки содержатся в работе [13]). В качестве оригинального экспериментального материала в работе были использованы данные по πp -взаимодействиям при $p_{\text{lab}} = 5$ и 40 ГэВ/с, полученные на однометровой водородной и двухметровой пропановой камерах ОИЯИ. (Авторы приносят свою благодарность коллективу этих Сотрудничеств за такую предоставленную возможность.)

Из рис. 2 можно заключить, что даже в экспериментах, выполненных при одинаковых энергиях, значения показателей $n_a(s_{\text{фикс}})$ испытывают отклонения от значений, определяемых правилами кваркового счета. Это может служить указанием на существование источника отклонения $n_a = n_a^{(0)} + \Delta_a$, отличного от экранирования, вызванного эффектами энергетического нарушения скейлвига [9].

Вместе с этим поведение двумерных распределений $d\sigma/dp_{\perp}^2 dx (AB \rightarrow C)$ при фиксированной одной из переменных указывает на несправедливость факторизации зависимостей от переменных x и k_{\perp} , т. е. о нарушении приближения кварк-партоновой модели.

Фактически, как следует из рис. 3а, б, изменение наклона кривых распределений

$$\frac{2E}{\pi \gamma s} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2 dx} \Big|_{x=\text{фикс}} = A_1 \exp[-B_1(x) p_{\perp}^2] + A_2 \exp[-B_2(x) p_{\perp}^2], \quad B_1 > B_2,$$

соответствует эффективному изменению величины показателя n в распределении [9]

$$F(x, \langle k_{\perp} \rangle) \propto \sum_i c_i (1-x)^{n_i}, \quad n_{i \neq 0} = f(n_1, n_2).$$

Остановимся подробнее на анализе возможности влияния флуктуаций среднего поперечного импульса составляющих на степени убывания

¹⁾ Рассмотрение этих эффектов в процессах образования адронов с большими поперечными импульсами изложено в обзорах [14].

²⁾ Заметим, что аналогичная картина наблюдается в соответствующих сечениях образования струй $pp \rightarrow jet + X$, где p_{\perp} — импульс, перпендикулярный направлению струй [14].

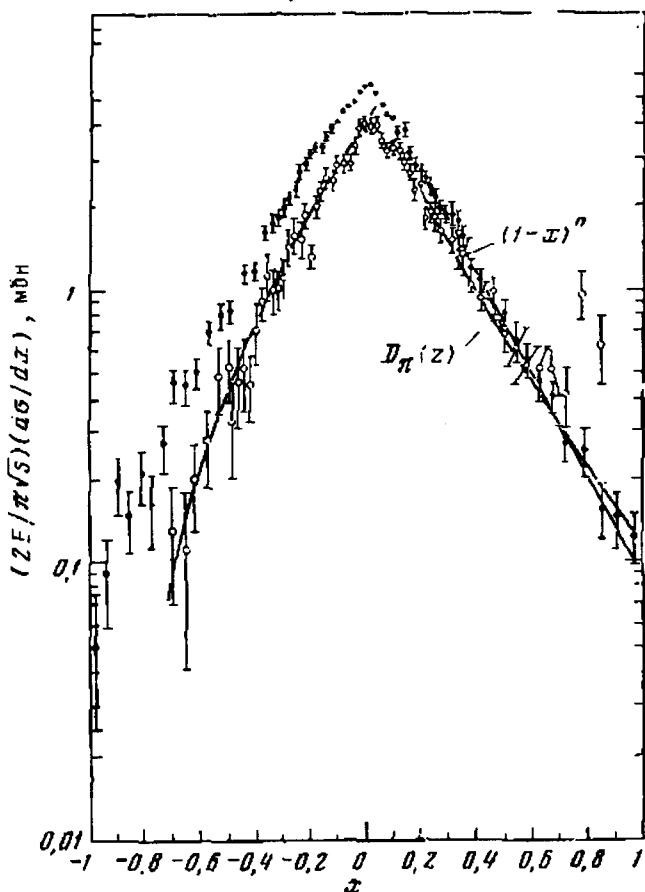


Рис. 1. Спектры $F(\pi^-p \rightarrow \pi^+X)$ при импульсе начальных π -мезонов $p_{\text{лаб}}=5$ (точки \circ) и 40 ГэВ/с (точки \bullet). Сплошная кривая соответствует подгонке $(1-z)^n$ со значением n , в таблице [9]; функция D_π — в параметризации [12]

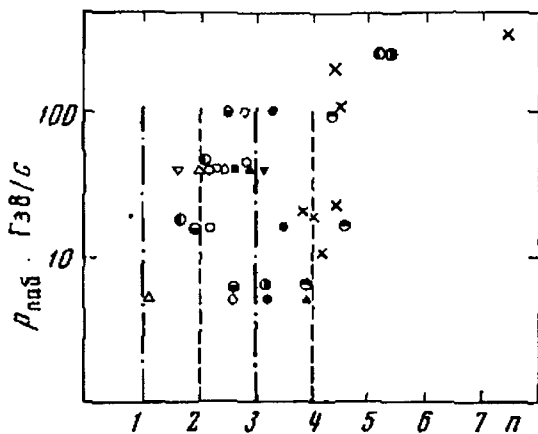


Рис. 2. Значения показателя n степенного убывания в подгонке $(1-z)^n$ в πp , pp реакциях при различных энергиях и значениях z . Точки: \circ и \bullet — $\pi^-p \rightarrow \pi^+X$; Δ и \blacktriangle — $\pi^-p \rightarrow \pi^-X$; \square и \blacksquare — $\pi^-n \rightarrow \pi^+X$; ∇ и \blacktriangledown — $\pi^-n \rightarrow \pi^-X$; \odot и \ominus — $\pi^-p \rightarrow \pi^-X$; \odot и \ominus — $\pi^-p \rightarrow K^0X$; \times (в обоих случаях) — $pp \rightarrow K^0X$. Первые из указанных экспериментальных точек отвечают $z > 0$, вторые — $z < 0$

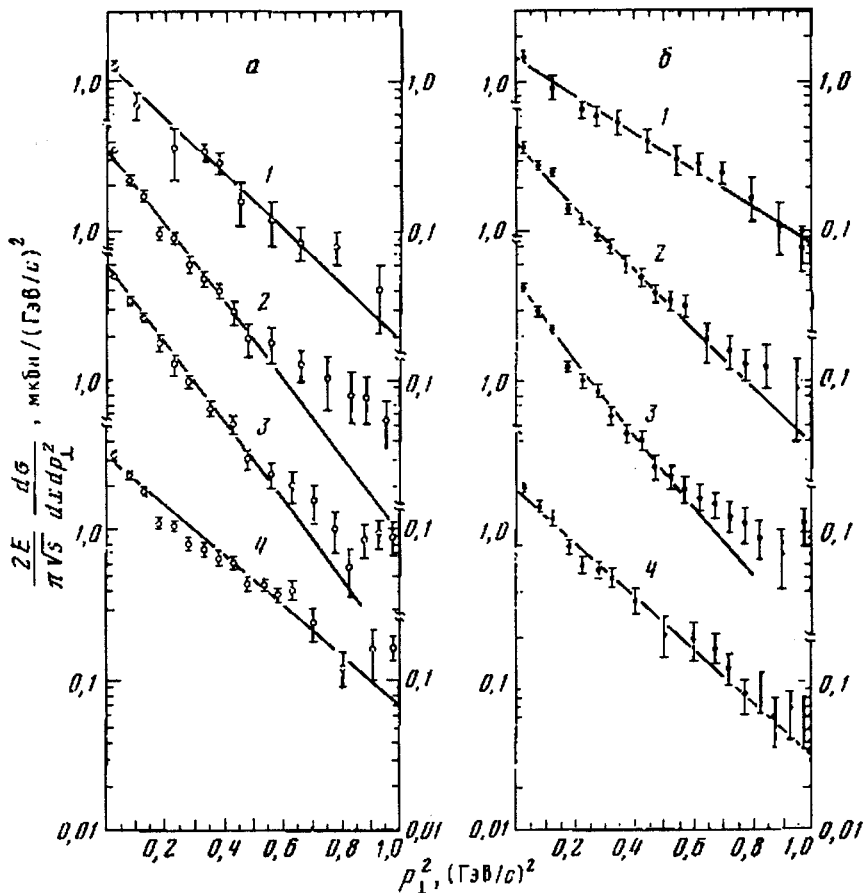


Рис. 3. Корреляции x -зависимости в распределениях по p_{\perp} для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- + X$ при импульсе 40 ГэВ/с (а); б - то же для $\pi^- p \rightarrow \pi^+ + X$. Области параметризации: 1 - $-0,5 < x < -0,2$; 2 - $-0,2 < x < 0$; 3 - $0 < x < 0,2$; 4 - $0,2 < x < 0,5$

x -спектров быстрых мезонов при $x \rightarrow 1$, т. е. на ситуации, пренебрегаемой до сих пор при изучении процессов фрагментации быстрых кварков в области малых p_{\perp} [12].

2. Явления корреляции продольного и поперечного движений составляющих в адронах могут быть поняты при изучении квазипотенциальных волновых функций, описывающих связанные $q\bar{q}$ - и qqq -системы в рамках трехмерных КП уравнений в переменных системы фронта [5, 6].

Следствия учета этих корреляций проявляются в нетривиальной зависимости среднего поперечного импульса составляющих частиц от доли импульса адрона x :

$$\langle k_{\perp}^2 \rangle F_2(x, Q^2) = \int k_{\perp}^2 dk_{\perp}^2 F_2(x, k_{\perp}^2, Q^2), \quad (3)$$

$$F_2(x, Q^2) = \int dk_{\perp}^2 F_2(x, k_{\perp}^2, Q^2),$$

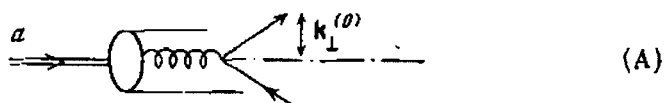
и, вообще говоря, от величины $Q^2(s)$.

В частности, в рамках этих рассмотрений можно показать, что рост и последующее падение величины $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ для пороговых значений x ($x \rightarrow 1$) соответствуют режиму более быстрого убывания структурных функций $F(x) \propto (1-x)^n$ [13]. Этот факт соответствует так называемому эффекту sea-gull: $\langle k_{\perp}^2 \rangle \sim x(1-x)$, известному ранее в реакциях множественного об-

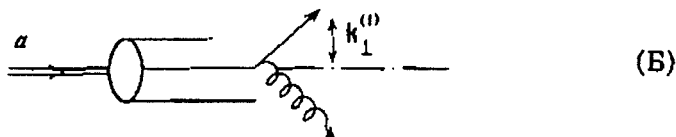
разования мезонов в адронных соударениях и связанному, как видно из последних экспериментов по аннигиляции e^+e^- , в адроны [19] с распределением потока энергии между кварк-глюонными струями в конечном состоянии.

Исследования в рамках квантовой хромодинамики поставили под сомнение представления об ограниченности средних поперечных импульсов составляющих, сложившиеся на основе кварк-партошной модели в адронных соударениях с малыми p_{\perp} . Эти факты нашли свое подтверждение в недавних экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов и адронов адронами, а также в опытах по образованию дилептонов [14, 20]. Эти измерения, однако, почти не дают информации о характере зависимости

функции $dF(x, k_{\perp}^2, Q^2)/dk_{\perp}^2$. В то же время известно, что в конечном состоянии глубоконеупругой реакции наблюдается струя адронов с осью вдоль направления виртуального γ^* -кванта. Отклонение оси струи от этой оси частично отражает начальный поперечный импульс кварка. Другими словами, поперечный импульс кварка в глубоконеупругом рассеянии лептонов складывается из значения поперечного импульса $k_{\perp}^{(0)}$, которым может обладать кварк в адроне a до поглощения им фотона (глюона)



импульса Q , так называемого первичного (внутреннего) поперечного импульса, и значения поперечного импульса $k_{\perp}^{(1)}$, который кварк приобретает в результате излучения (поглощения) глюонов



Кроме того, в струе из фрагментирующего кварка адрон имеет поперечный разброс, определяемый импульсом k_{\perp} , перпендикулярным к оси струи. Таким образом, средний поперечный импульс вторичных частиц

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle = z^2 \langle k_{\perp}^2 \rangle + \langle k_{\perp}^{\prime 2} \rangle, \quad k_{\perp} = k_{\perp}^{(0)} + k_{\perp}^{(1)}.$$

Эти наблюдения привели к тому, что если учесть взаимодействие кварков и глюонов, то импульс k_{\perp} оказывается немалым и даже может расти как $k_{\perp}^2 \propto \alpha_s(Q^2) Q^2 w(x)$ [6]. При этом структурные функции распределений и фрагментации кварков приобретают эффективный вид

$$F(x, k_{\perp}^2, Q^2) = F(x, Q^2) G(k_{\perp}^2), \quad (4)$$

$$D(z, k_{\perp}^{\prime 2}, Q^2) = D(z, Q^2) G(k_{\perp}^2),$$

где зависимость $G(k_{\perp}^2 / \langle k_{\perp}^2(x, Q^2) \rangle)$ может быть выбрана, в частности, в форме

$$G(k_{\perp}^2) = \frac{1}{\pi \langle k_{\perp}^2 \rangle} \exp\{-k_{\perp}^2 / \langle k_{\perp}^2 \rangle\}. \quad (5)$$

Учитывая, что взаимодействие кварков с глюонами приводит к появлению эффективной зависимости от x и Q^2 среднего поперечного импульса составляющих, формулы (4), (5) определяют искомую корреляцию продольного и поперечного движения последних, а также эффекты нарушения скейлинга в структурных функциях распределений и распада кварков.

3. Таким образом, с учетом поперечного движения составляющих кварков внутри адронов A, B, C инклюзивное распределение быстрых мезонов в реакции $AB \rightarrow C$, образованных в результате фрагментации лидирующего кварка при $x \rightarrow 1$, с данным поперечным импульсом p_{\perp} , может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma^{AB \rightarrow C}(x, p_{\perp}^2) = \frac{x d\sigma^{AB \rightarrow C}}{\sigma dx dp_{\perp}^2} \propto C(p_{\perp}^2) \int dx_1 dx_2 dk_{1\perp}^2 dk_{2\perp}^2 \times \\ \times f(x_1, k_{1\perp}^2) D(x_2, k_{2\perp}^2) \delta(x_1 x_2 - x) \delta(k_{1\perp} + k_{2\perp} - p_{\perp}), \quad (6)$$

причем функции $f(x_1, k_{1\perp}^2)$ и $D(x_2, k_{2\perp}^2)$ определены формулами (4), (5).

В этом случае одночастичное сечение

$$\sigma^{AB \rightarrow C}(x, p_{\perp}^2) = C(p_{\perp}^2) \int \frac{dz}{z} dk_{\perp}^2 f(z, k_{\perp}^2) D\left(\frac{x}{z}, (p_{\perp} - k_{\perp})^2\right) \quad (7)$$

с учетом зависимости $C(p_{\perp}^2)$, определенной сечением бинарного рассеяния составляющих при малых p_{\perp}

$$C(p_{\perp}^2) = C \exp[-A p_{\perp}^2], \quad A \propto 3(\text{ГэВ}/c)^{-2},$$

можно записать в виде

$$\sigma^{AB \rightarrow C}(x, p_{\perp}^2) = \int \frac{dz}{z} f(z, Q^2) D\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \mathcal{F}(x, z; p_{\perp}^2), \quad (8)$$

где функция \mathcal{F} содержит зависимость, осуществляющую корреляцию между продольными переменными x, z и величиной p_{\perp}^2 :

$$\mathcal{F}(x, z; p_{\perp}^2) = C \frac{BB'}{B+B'} \exp\left\{-\left(A + \frac{BB'}{B+B'}\right) p_{\perp}^2\right\}, \quad (9)$$

где $B=B(z)$, $B'=B(x/z)$ и $B(x) = \langle k_{\perp}^2(x, Q^2) \rangle^{-1}$ — наклон распределения по поперечному импульсу составляющих.

Ввиду того что $B^{-1}(x) = \langle k_{\perp}^2 \rangle$, форма зависимости среднего поперечного импульса будет определять эффективный наклон распределения $d\sigma^{AB \rightarrow C}/dp_{\perp}^2$ как функцию доли продольного импульса адронов, уносимую кварками. Как уже отмечалось, определим искомую корреляцию в виде [9]

$$\langle p_{\perp}^2(x) \rangle = \langle k_{\perp}^2 \rangle + \langle k_{\perp}^2 \rangle_{\text{кхд}} = a + bx(1-x), \quad (10)$$

где коэффициенты $a = \text{const}$, b , вообще говоря, зависят от энергии. Отметим, что применение в (10) формулы, определяющей зависимость $\langle k_{\perp}^2 \rangle_{\text{кхд}} \sim Q^2 \alpha_s(Q^2)$, полученную в предположении режима жесткого соударения, является проблематичным в области рассеяния с малыми p_{\perp} . С другой стороны, энергетическая зависимость коэффициентов a и b не

Интервал p_{\perp} , ГэВ/c	Интервал $-x$	$n_{эфф}$	x^2/N	Интервал x	$n_{эфф}$	x^2/N
0+0,1	0,54+0,01	4,8±0,3	47/12	0,20+0,61	3,4±0,5	3/6
0,1+0,2	0,54+0,19	4,2±0,4	6/8	0,17+0,79	2,3±0,2	5/11
0,2+0,3	0,70+0,33	2,1±0,4	7/6	0,24+0,85	3,0±0,3	9/10
0,3+0,4	0,71+0,01	3,9±0,1	14/16	0,31+0,77	2,9±0,4	6/6
0,4+0,5	0,76+0,21	3,5±0,3	5/8	0,34+0,72	1,5±0,4	4/7
0,5+1,0	0,93+0,14	2,0±0,1	25/13	0,02+0,95	2,0±0,1	14/16
1,0+2,0	0,95+0,02	0,7±0,1	13/13	0,39+0,95	0,4±0,1	12/9

будет играть существенной роли в дальнейшем рассмотрении. Затравочные значения параметров мы выбираем из экспериментальных данных по $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{p \rightarrow \pi}$ в области $p_{lab} \simeq 10 \div 30$ ГэВ/c:

$$a=0,07 \text{ (ГэВ/c)}^2, \quad b=1,07 \text{ (ГэВ/c)}^2.$$

Определив, таким образом, соответствие между корреляциями в x -распределении быстрых мезонов и эффективной зависимостью от величины среднего поперечного импульса реакции, интегрирование сечения (8) скажется на значении показателя степенного убывания n_e . Тем самым определится характер его отклонения от значений $n^{(0)}$, определяемых правилами кваркового счета без учета флуктуаций по $\langle k_{\perp}^2 \rangle$:

$$\int \sigma^{A \rightarrow c}(x, p_{\perp}^2) dp_{\perp}^2 = A(1-x)^{n_{эфф}}, \quad (11)$$

$$n_{эфф} = n^{(0)} + \Delta(\langle p_{\perp}^2 \rangle).$$

Учитывая изложенное выше, в настоящей работе проводился анализ экспериментальных данных в p -взаимодействии с целью определения характера влияния значений среднего поперечного импульса π -мезонов на вид функций распределений $\sigma^{p \rightarrow \pi}(x)$. С этой целью проводилась подгонка двумерных распределений $d\sigma/dx dp_{\perp}^2$ в различных режимах фиксированных значений x и p_{\perp}^2 . Результаты по фитированию одночастичных распределений π -мезонов ($x > 0$) и протонов ($x < 0$)

$$\frac{1}{\sigma} x d\sigma/dx(\pi^- p \rightarrow \pi^+) \sim (1-x)^{n_{эфф}}$$

в экспериментах при $p_{lab} = 40$ ГэВ/c приведены в таблице.

Результаты свидетельствуют о наличии сильной корреляции (см., также [13]) $n(\langle p_{\perp}^2 \rangle)$, проявляющейся в убывании параметра эффективного наклона $n_{эфф}$ с ростом интервала поперечного импульса, т. е. говорят о существенной роли, которую играют флуктуации по $\langle p_{\perp}^2 \rangle$. Аналогу этого эффекта в проекции распределения $d\sigma/dp_{\perp}^2$ при фиксированном x соответствует поведение, представленное на рис. 3 а, б — сужение распределений с ростом x (см. также сечения рождения струй в pp -соударениях [14]).

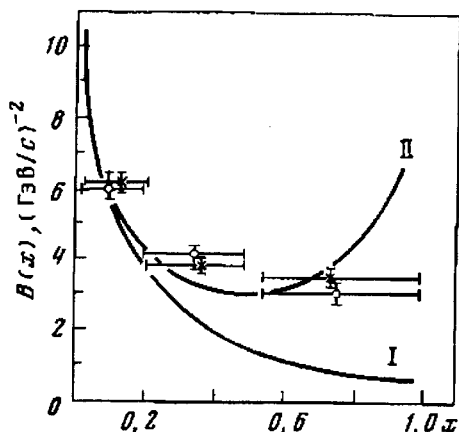
Количественной мерой упомянутых выше корреляций может служить зависимость наклона проекций распределения $\sigma^{A \rightarrow c}(x, p_{\perp}^2)$ по поперечному импульсу $(A+BB'/(B+B'))$ как функция x . Эта функция (см. (9)) с точностью до сдвига представлена на рис. 4, где вместе с ней отложены экспериментальные точки, соответствующие этому наклону в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+$ при $p_{lab} = 40$ ГэВ/c.

Сравнение двух возможностей, представленных на рис. 4, говорит в пользу (10) и, по-видимому, исключает случай II, соответствующий неограниченному росту $\langle k_{\perp}^2(x) \rangle$, получаемому в рамках ковариантной пар-

тонной модели [16]. Отметим, что поведение $B^{-1}(x)$, согласно (10) соответствующее варианту I, отвечает убыванию эффективного показателя $n_{\text{эфф}}(p_{\perp}^2)$ степенного закона $(1-x)$ с ростом интервала поперечного импульса.

Таким образом, результаты анализа, проведенного в данной работе, свидетельствуют о существовании эффективной зависимости распре-

Рис. 4. Экспериментальные данные по наклону $B(x)$, распределения $d\sigma/dp_{\perp}^2 \cdot (\pi^- p \rightarrow \pi^+) \propto \exp[-B(x)p_{\perp}^2]$. Кривые: II — $\langle k_{\perp}^2 \rangle^{-1} = (a+bx(1-x))^{-1}$, I — $\langle k_{\perp}^2 \rangle^{-1} = (a+bx)^{-1}$. Экспериментальные данные соответствуют реакциям $\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$ (O) и $\pi^- p \rightarrow \pi^- X$ (X) при импульсе 40 ГэВ/с



лений $F^{AB \rightarrow C}(x) = F^{AB \rightarrow C}(x, \langle k_{\perp}^2(x) \rangle)$. Отметим, что поиски величины n без учета флуктуаций $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ могут привести к расхождению с результатами кваркового счета $n=n^{(0)}$. Подчеркнем, что явление убывания значения показателя $n=n(\langle p_{\perp}^2 \rangle)$ с ростом роли поперечного движения составляющих внутри адрона, по-видимому, может быть объяснено в рамках динамических кварковых представлений (в частности, в квантовой хромодинамике).

Авторы глубоко благодарны Н. Н. Боголюбову и А. Н. Тавхелидзе за постоянную научную поддержку, А. Н. Квинихидзе, В. А. Матвееву, Ю. В. Тевзадзе за обсуждение результатов, а также Р. А. Кватадзе, М. М. Куталия за помощь в расчетах.

Литература

- [1] В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе. ОИЯИ, P2-4572, 1968.
- [2] V. A. Matveev, R. M. Mughayan, A. N. Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim., 7, 719, 1973.
- [3] S. Brodsky, G. Farrar. Phys. Rev. Lett., 31, 1153, 1973. J. Gunion. Phys. Rev., D10, 242, 1974.
- [4] S. Drell, T. M. Yan. Phys. Rev. Lett., 24, 184, 1970. G. B. West. Phys. Rev. Lett., 24, 1206, 1970.
- [5] А. И. Квинихидзе, А. Н. Сисакян, Л. А. Слпчченко, А. И. Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 8, 478, 1977.
- [6] J. Ellis. Applications of QCD, SLAC PUB-2121, Stanford, 1978. G. Fox. Nucl. Phys., B131, 107, 1977; B134, 269, 1978.
- [7] А. А. Логинов, А. Н. Тавхелидзе. Nuovo Cim., 29, 380, 1963.
- [8] В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе. ТМФ, 40, 329, 1979. В. А. Матвеев, Л. А. Слпчченко, А. Н. Тавхелидзе. Доклад на II Междунар. семинаре по физике высоких энергий и теории поля, ИФВЭ, Протвино, 1979.
- [9] Л. Н. Абесалашвили и др. ОИЯИ, P2-80-79, 1980.
- [10] B. Anderson, G. Gustafson, C. Peterson. Phys. Lett., 69B, 221, 1977.
- [11] S. Matsuda. Rapp. talk at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
- [12] R. P. Feynman, R. C. Field, G. Fox. Phys. Rev., D18, 3320, 1978. R. P. Feynman, R. C. Field. Phys. Rev., D15, 2590, 1977.
- [13] D. Cutts et al. Phys. Rev. Lett., 43, 319, 1979.
- [14] C. Bromberg et al. Phys. Rev. Lett., 38, 1447, 1977. G. Fontaine. Jet Physics, Saclay, 1978.
- [15] J. H. Johnson et al. Phys. Rev., D18, 1292, 1978.
- [16] P. Landshoff, D. Scott. Nucl. Phys., B131, 172, 1977.

- [17] F. Close, R. Diebold. Rapp. talks at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978. R. Hwa. Inv. talk at the EPS Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979.
- [18] И. В. Красников, А. П. Тавхелидзе, К. Г. Четыркин. Труды Междунар. конф., Пекинг-77, «Наука», 1978.
- [19] D. P. Barber et al. Phys. Rev. Lett., 43, 830, 1979.
- [20] L. Lederman. Rapp. Talk at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
-

THE INFLUENCE OF TRANSVERSE MOTION ON THE FAST MESON SPECTRA IN QUARK JETS

L. N. ABESALASHVILI, N. S. AMAGLOBELI, N. K. KUTSIDI, A. N. SISSAKIAN,
L. A. SLEPCHENKO, E. T. TSIVTSIVADZE, M. S. CHARGEISHVILI

The influence of the quark transverse motion inside the hadrons on the fast meson spectra in the quark fragmentation region in hadronic collisions at small p_{\perp}^2 are investigated. It is shown that the deviation from the quark counting rules can be explained by taking into account the $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ fluctuations.
