

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

МОСКВА · 1980

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МЕЗОНОВ В КВАРКОВЫХ СТРУЯХ

Л. Н. АБЕСАЛАШВИЛИ ¹⁾, Н. С. АМАГЛОБЕЛИ ¹⁾, Н. К. КУЦИДИ ¹⁾,
А. Н. СИСАКЯН, Л. А. СЛЕПЧЕНКО ¹⁾, Э. Т. ЦИВЦИВАДЗЕ ¹⁾,
М. С. ЧАРГЕИШВИЛИ ¹⁾

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 18 февраля 1980 г.)

Рассмотрено отклонение от масштабной инвариантности мезонных спектров по продольному импульсу x в адронных соударениях с малыми p_{\perp} в области фрагментации быстрых кварков. Показано, что энергетическое нарушение скейлинга того же типа, что у структурных функций распределения и распадов кварков в глубоко-неупругом рассеянии лептонов.

Недавние исследования показали, что представления о кварк-глюонной структуре адронов, проявляющейся в глубоконеупругих лептон-адронных столкновениях, составляют весьма удобный подход к пониманию инклюзивных процессов в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях с большими и малыми поперечными импульсами [¹⁻⁴].

При этом изучение множественного рождения частиц в адронных процессах приобретает новые аспекты. Один из них — кварк-глюонный механизм элементарного акта взаимодействия адронов, определяющий структуру и состав многочастичных конечных состояний. Второй — струйная картина продуктов реакции: наблюдаемые вторичные частицы в основном коллимированы вдоль осей сталкивающихся составляющих. Поэтому при изучении кварковой структуры адронов и динамики кварковых взаимодействий оказывается весьма полезным привлечь экспериментальную информацию, накопленную в инклюзивном подходе к множественному рождению частиц в адронных столкновениях.

В данной работе мы обратимся к возможной связи между импульсными (x) распределениями быстрых адронов в области фрагментации адронных соударений и в глубоконеупругом рассеянии лептонов адронами ²⁾. В частности, будет сделана феноменологическая попытка объяснения того, как эффекты кварк-глюонного взаимодействия, нарушающие скейлинг в глубоконеупругой области, могут маскировать истинные распределения адронов в кварковых струях.

1. Рассмотрим инклюзивное одночастичное распределение адрона C в области фрагментации адронов $A(B)$:

$$F^{A(B) \rightarrow C}(x) \equiv \frac{x d\sigma^{AB \rightarrow C}}{\sigma dx} = \frac{1}{\sigma} \int \frac{2E}{\pi \sqrt{s}} \frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{dp_{\perp}^2 dx} dp_{\perp}^2$$

Основные закономерности инклюзивных процессов, в частности их масштабные свойства, могут быть поняты на основе соображений физического подобия и анализа размерностей [⁵].

¹⁾ Тбилисский государственный университет.

²⁾ Литературу по этим вопросам можно найти в обзорах [⁴, ²] и работах [⁵⁻⁷].

В рамках кварк-партоновой модели вклад области фрагментации в одночастичный спектр $AB \rightarrow CX$ возникает из некогерентной суммы распадов валентных кварков, которые по предположению [5-7] несут основную долю импульса адрона A . Более того, функция $F^{A(B) \rightarrow C}(x)$ может быть представлена сверткой распределения вероятности $f_i^A(x_1)$ составляющих i переносит долю x полного импульса p_A и последующей фрагментации составляющей i в адрон C , $D_i^C(x_2)$:

$$F^{A(B) \rightarrow C}(x) = \sum_i \iint dx_1 dx_2 f_i^A(x_1) D_i^C(x_2) \delta(x, x_2 - x). \quad (1)$$

Заметим, что выражение (1) может быть получено на базе общих представлений для инклюзивных сечений, построенных в кварк-партоновой модели [9] в предположении точной масштабной инвариантности, в пренебрежении поперечным движением и малой виртуальностью составляющих, а также в отсутствие когерентных эффектов. Функции $f_i(x_1)$ и $D_i(x_2)$ представляют собой соответственно функции распределений и фрагментации кварков $i=u, d, s, c$ и определяются из экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на адронах.

В области фрагментации кварков функции распределений $f(x)$ и $D(x)$ ведут себя при $x \rightarrow 1$ как $(1-x)^n$, где величина показателя n определяется³⁾ правилами кваркового счета [11, 12]. В частности, эти правила предсказывают поведение соответственно $(1-x)^3$ для фрагментации протона и $(1-x)^4$ — для фрагментации Λ -мезона в согласии с экспериментом (поведение $f_q^\pi(x) \sim (1-x)^{4.05}$ было подтверждено недавно в опытах по образованию дилептонов в πN -соударениях [13]).

Учитывая, что предположение об универсальном характере кварковых распределений [14] подтверждается рядом результатов, представляет интерес проверить предсказания правил кваркового счета в анализе инклюзивных сечений множественного образования частиц в нормальных (не предполагая больших поперечных импульсов) адрон-адронных столкновениях. Однако непосредственное сравнение формулы (1) с распределениями по продольным импульсам (x) конечных адронов в адронных соударениях дает значительное расхождение с экспериментальными данными [1, 2]. В ряде работ [5-7] выходы из этой трудности искались на пути более подробного рассмотрения актов кварковых взаимодействий в различных областях переменной x (процессов фрагментации вперед — назад). Дело оказалось в необходимости различия этих актов фрагментации при $x \geq 0$ и, соответственно, в различном характере кварковых взаимодействий. В частности, в предельном случае фрагментации [6], когда кварк, участвующий в процессе столкновения несет большую часть всего импульса адрона, оказывается, что функция (1) в основном зависит от функции фрагментации (распада) кварка $F^{AB \rightarrow C}(x) \propto D_{q/A}^C(x)$ и, наоборот, в случае так называемой рекомбинации кварков [7] в конечном состоянии должна наблюдаться малоструйная картина и $F^{AB \rightarrow C}(x) \propto f_{q/A}(x)$ ⁴⁾. Отметим, однако, что подобный подход обладает рядом недостатков. В частности, для согласования результатов приходится вводить большее число феноменологических параметров и произвольных функций вероятностей кварковых распределений, при этом не делается предположений о вкладе глюонов и их взаимодействий с кварками.

Рассмотрим случай, соответствующий модели фрагментации, т. е. $f(x) \propto \delta(x-1)$ и, следовательно,

$$F^{AB \rightarrow C}(x) \propto \sum_q D_q^C(x), \quad (2)$$

³⁾ С использованием связи между упругими и неупругими формфакторами адронов (см. [10]).

⁴⁾ По поводу результатов и трудностей на этом пути см. обзоры [1, 2].

и проиллюстрируем его на примере πp -соударений

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ + X, \quad \pi^- p \rightarrow K_S^0 + X \text{ при } p_{\text{лаб}} = 40 \text{ ГэВ/с.}$$

Известно, что полный опыт по глубоконеупругому рассеянию лептонов с учетом изотопических симметрий позволит, вообще говоря, определить структурные функции кварков ($u(x)$, $d(x)$, $s(x)$; $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, $\bar{s}(x)$) в адронах. Однако ввиду фрагментарности имеющихся экспериментальных данных до сих пор в описании участвует некоторое число дополнительных предположений (и соответ-

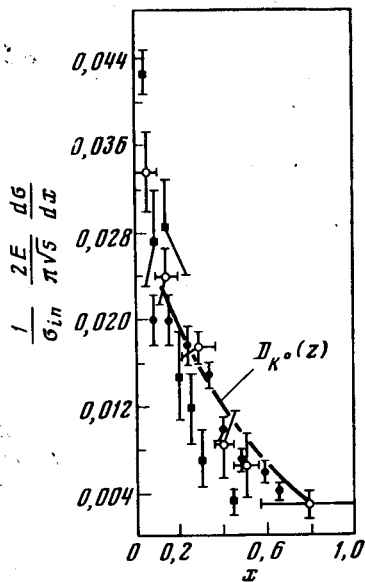


Рис. 1

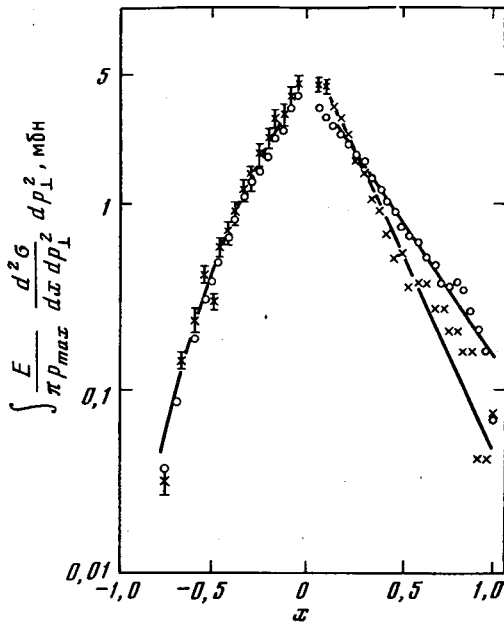


Рис. 2

Рис. 1. x -спектры K_S^0 -мезонов в πp -взаимодействии при $p_{\text{лаб}} = 18,5$ (●); 40 (○) и 250 (■) ГэВ/с. Сплошная кривая — функция фрагментации (4) $D^{K^0}(z)$ в параметризации работы [4]

Рис. 2. x -спектры π^+ -мезонов в πp -соударениях при $p_{\text{лаб}} = 16$ (○) и 100 (×) ГэВ/с. Сплошные кривые — подгонки зависимостью $(1-x)^{n_p}$, где $n_p(x < 0) \sim 3,2 \pm 0,1$ и значения n_π взяты из таблицы

ственно, степень произвола) возрастает при исследовании функций фрагментации кварков $D_q^h(z)$. Например, в подходе [4] при большом числе оговорок их число (для мезонов) сводится к четырем:

$$D \equiv D_u^{\pi^+} = \dots D, \quad D' \equiv D_u^{\pi^-} = D_d^{\pi^+} = (D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-}),$$

$$K = D_u^{K^+} = D_d^{K^0} = (D_d^{K^-} = D_d^{\bar{K}^0}), \quad K' \equiv D_d^{K^+} = D_u^{K^0} = (D_u^{K^-} = D_d^{K^0}),$$

и практически отсутствует экспериментальная информация о барионных функциях фрагментации. На рис. 1, 2 (см. также рис. 1 работы [15]) приведены результаты сравнений экспериментальных данных в реакциях $\pi^- p \rightarrow K_S^0 + X$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^+ + X$ с функциями фрагментации кварков в π -, K -мезоны, полученными в подходе [4] из экспериментов по e^+e^- -аннигиляции в адроны и из глубоконеупругого электророзрождения. Анализ проводился на совокупности мировых экспериментальных данных (см. работу [16] и ссылки, содержащиеся в ней). В качестве оригинального экспериментального материала в работе были использованы данные по $\pi^- p$ -взаимодействи-

виям при $p_{\text{лаб}}=5$ ГэВ/с и $p_{\text{лаб}}=40$ ГэВ/с, полученные на однометровой водородной и двухметровой пропановой камерах ОИЯИ. Для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$ имеем

$$F^{\pi^- \rightarrow \pi^+} = D' = D_u^{\pi^-} = D_d^{\pi^+} = (D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-}) \quad (3)$$

и для $\pi^- p \rightarrow K_S^0 + X$

$$F^{\pi^- \rightarrow K_S^0} = \beta [^3/4 D' + ^1/4 D], \quad (4)$$

где

$$\beta = K/D = K'/D';$$

$$K = D_u^{K^+} = D_d^{K^0} = (D_u^{K^-} = D_d^{\bar{K}^0}),$$

$$K' = D_d^{K^+} = D_u^{K^0} = (D_d^{K^-} = D_u^{\bar{K}^0}) = D_u^{K^-} = D_d^{\bar{K}^0} = D_u^{K^+} = D_d^{K^0}.$$

Обращает на себя внимание отклонение от масштабной инвариантности распределений, т. е. зависимости от энергии функций $D_q(x)$. Из сравнений, приведенных на рис. 1, 2 функций D_π, D_{K^0} , определенных для сравнительно небольших энергий, видно, что они хорошо описывают экспериментальные данные $\pi p \rightarrow \pi, K + X$ лишь при относительно низких энергиях и расходятся с ростом энергии.

2. Известно, что в рамках кварк-партоновой модели асимптотическая форма инклюзивных сечений образования адронов в глубоконеупругом рассеянии лептонов в области фрагментации кварков имеет вид (отвлекаясь от y -зависимости)

$$\frac{d\sigma^{l p \rightarrow l' + h + X}}{dx dz} \propto \frac{\alpha^2}{Q^2} \sum_q e_q^2 f_q(x) D_q(z), \quad (5)$$

где $x = x_B$, Q^2 — квадрат передачи импульса, $z = p_h/p_q$. Сечение (5) представляет собой вклад нулевого (по взаимодействию кварков) порядка и обладает следующими свойствами: 1) скейлингом структурных функций $f = f(x)$, $D = D(z)$; 2) факторизацией; 3) независимостью от $k_\perp(\varphi)$ и $\langle p_\perp^2 \rangle \neq f(Q^2)$. Все эти свойства нарушаются в квантовой хромодинамике (КХД) динамическими поправками кварк-глюонного взаимодействия.

В настоящей работе мы сосредоточим внимание на учете отклонений структурных функций от масштабной инвариантности, т. е. на том, что отклонения показателей (n) кварковых распределений по продольным импульсам в адронных соударениях от значений, диктуемых правилами кваркового счета, вызваны эффектами нарушения скейлинга⁵⁾.

На рис. 1, 2 (см. также рис. 1 работы [15]) приведены экспериментальные данные по продольным распределениям в реакциях $\pi^- p \rightarrow \pi^+, K_S^0, \dots$ в широком диапазоне энергий. В качестве сравнения (помимо функций $D_{\pi, K}$) экспериментальные данные фитировались зависимостью $(1-x)^n$. Значения показателя n приведены в таблице (для сравнения в ней приведены также реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^-$ и $pp \rightarrow K_S^0$).

В результате было замечено, что степенной показатель n обнаруживает некоторую зависимость от начальной энергии сталкивающихся адронов. Обращает на себя внимание тот факт, что без учета зависимости $n = n(s)$ от энергии трудно сделать однозначный вывод о вероятности реализации того или иного механизма из рассмотренных выше. Качественно данные свидетельствуют о малости вклада процессов с фрагментацией или рекомбинацией в чистом виде в реакциях $\pi^- p \rightarrow \pi, K^0$ и о полном отсутствии механизма фрагментации в процессе центрального образования $pp \rightarrow \pi K^0$. При этом энергетическая зависимость продольных спектров ста-

⁵⁾ Учет влияния поперечного движения кварков на x -распределения адронов рассмотрен в работе [15].

новится с ростом энергии все более значительной и, начиная с $p_{\text{лаб}} \geq 40$ ГэВ/с, проявляется в заметном росте показателя n ; x -распределения сужаются с возрастанием энергии при $x \rightarrow 1$ и пик распределений при малых значениях x растет с увеличением энергии.

Таким образом, все это свидетельствует о глубокой аналогии поведения рассмотренных x -распределений с характерными эффектами нарушения бьёркеновского скейлинга структурных функций лептон-адронных реакций в глубоконеупругой области.

Действительно, в рамках квантовой хромодинамики (см., например, [17]) учет кварк-глюонного взаимодействия ведет к простой картине нару-

Реакция	$p_{\text{лаб}}$, ГэВ/с	n
$\pi^- p \rightarrow K_S^0$	18,5	$1,72 \pm 0,14$
	40	$2,15 \pm 0,34$
	250	$5,25 \pm 0,55$
$pp \rightarrow K_S^0$	19	$4,07 \pm 0,15$
	21	$3,94 \pm 0,37$
	102	$4,40 \pm 1,85$
	205	$4,36 \pm 0,45$
	300	$7,50 \pm 2,72$
$\pi^+ p \rightarrow \pi^-$	16	$1,97 \pm 0,17$
	100	$4,40 \pm 0,12$
$\pi^- p \rightarrow \pi^+$	16	$2,21 \pm 0,02$
	100	$3,67 \pm 0,12$

Примечание. Отметим, что значения параметра χ^2/N находятся в разумной области 2,0—0,8.

шения x -скейлинга: с ростом величины Q^2 и при малых x структурная

функция $F_{2N}(x, Q^2) \equiv \sum_q x(q(x) + \bar{q}(x))$ растет, а в области больших зна-

чений x (вплоть до $x < 1$) убывает. Эти эффекты довольно хорошо видны в опытах по глубоконеупругому рассеянию лептонов [18]. Количественно это оказывается удобным проверять в анализе зависимости от Q^2 структурных функций $F_{2N}(x, Q^2)$ и их моментов [18, 19]:

$$M_N(Q^2) \propto \int_0^1 dx x^{N-2} F_2(x, Q^2). \quad (6)$$

Квантовая хромодинамика для больших значений Q^2 предсказывает логарифмическое падение функции (6)

$$M_N(Q^2) \propto [\log(Q^2 / \Lambda^2)]^{-d_N}, \quad (7)$$

где $\Lambda \approx 0,5$ ГэВ/с и d_N — аномальная размерность нуклона. Выяснение конкретного вида автомодельных асимптотик, равно как и слабых (логарифмических) поправок к ним, нуждается в дополнительной информации, определяемой динамикой взаимодействия. Важной задачей здесь является изучение квантовохромодинамических эффектов. Весьма удобным оказывается проводить такое рассмотрение в рамках трехмерных квазипотенциальных уравнений [20] для составных частиц в переменных светового фронта [21].

Что будет означать правила кваркового счета для структурных функций адронов в картине с нарушением скейлинга?

Согласно изложенному выше с возрастанием величины Q^2 показатель N в $(1-x)^N$ при $x \rightarrow 1$ должен увеличиваться. При этом истинное распре-

деление кварков $F_2(x) = x(q(x) + \bar{q}(x))$ будет определяться суммой таких распределений с коэффициентами, зависящими от Q^2 :

$$xq(x) \propto \sum_{N \geq n_0} C_N(Q^2) (1-x)^N,$$

n_0 — значение, определяемое кварковым счетом. С увеличением квадрата передачи импульса от лептона к адрону Q^2 в этой сумме будут домини-

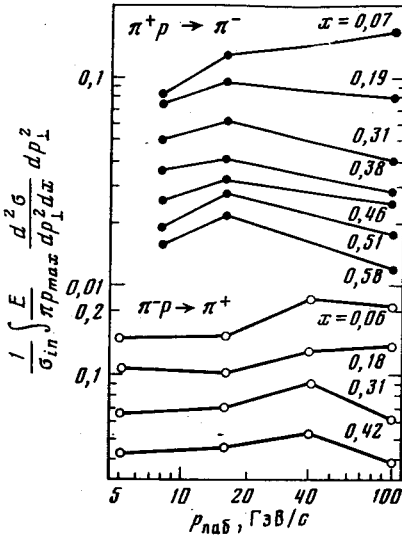


Рис. 3

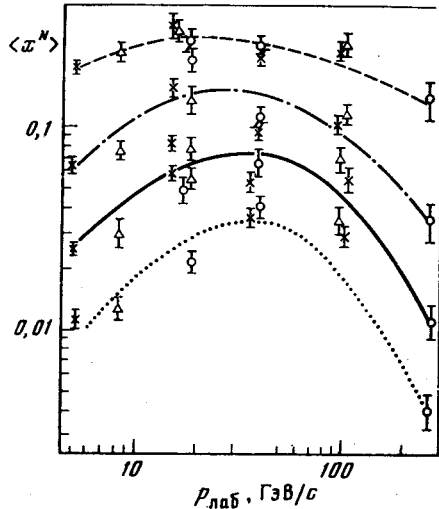


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость функции $F(x, s)$ для реакций $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\mp$ от энергии начальных π^\pm -мезонов для фиксированных интервалов переменной x

Рис. 4. Энергетическая зависимость моментов для $N=1, 2, 3, 4$ (соответственно кривые — штриховая, штрихпунктирная, сплошная и пунктирная) функции распределения $F(x, s)$ (формула (10)) в реакциях $\pi^+ p \rightarrow \pi^-$ (Δ), $\pi^- p \rightarrow \pi^+$ (\times), $\pi^- p \rightarrow K^0$ (\circ)

ровать члены с большими коэффициентами $C_N(Q^2)$, что эффективно приведет к изменению (сужению) формы структурных функций в области $x \rightarrow 1$

$$xq(x) \propto (1-x)^{N_{\text{эфф}}(Q^2)}, \quad (8)$$

$$N_{\text{эфф}} > N = n_0 + \Delta_s.$$

Действительно, результаты расчета по теории возмущений и по методу ренормгруппы в КХД дают такое поведение (например, [22]):

$$\frac{F(x, Q^2)}{F(x, Q_0^2)} \propto \frac{\exp(0,69G\bar{s}) (1-x)^{4G\bar{s}}}{\Gamma(1+\alpha+4G\bar{s})}, \quad (9)$$

где $G = 4/25$ для четырех ароматов кварков и

$$\bar{s} = \log[\log Q^2/\Lambda^2 / \log Q_0^2/\Lambda^2].$$

В настоящей работе проводился поиск эффектов нарушения скейлинга в распределениях по продольному импульсу вторичных мезонов в адронных соударениях. В частности, было проанализировано, как отклонение от правил кваркового счета $(1-x)^n$ может быть объяснено за счет зависимости от энергии инклюзивных распределений $F(x, s)$. Качественно на эту зависимость указывают зависимости от энергии $F = F(x, s)$ и моментов

$$\langle x^N \rangle F(x, s) = \int_0^1 x^N F(x, s) dx, \quad (10)$$

представленные соответственно на рис. 3 и 4. Из рисунков видно, в частности, что отмеченный выше режим структурных функций наступает в сечениях адронных реакций $d\sigma/dx(\pi p \rightarrow \pi, K)$ в области энергий Серпуховского ускорителя ($p_{\text{лаб}} \approx 40 \div 60$ ГэВ/с) одновременно с изменением в режиме поведения полных сечений [23]. При подгонке этих распределений по формуле, аналогичной (9),

$$F(x, s) = A (\log s)^\alpha (1-x)^{\gamma + \beta \log \log(s/s_0)},$$

оказалось, что параметры α , β , γ находятся в разумном согласии с формой струйного распределения мезонов $D(z) \propto (1-z)^2$ и значениями β , γ ,

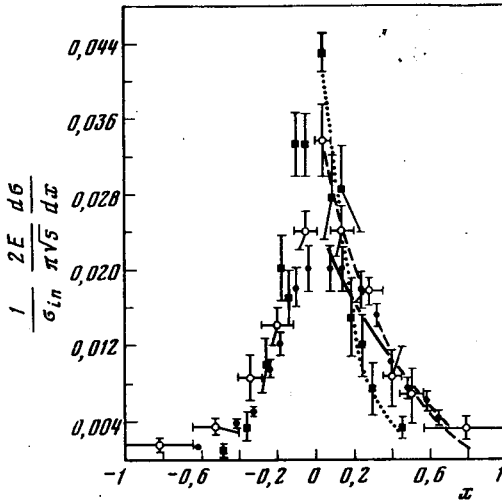


Рис. 5. Развитие с энергией структурных функций $F(x, s)$ ($\pi^- p \rightarrow K_S^0$). Кривые соответствуют значениям $p_{\text{лаб}} = 18,5$ ГэВ/с (сплошная, точки \bullet); $p_{\text{лаб}} = 40$ ГэВ/с (штриховая, точки \circ); $p_{\text{лаб}} = 250$ ГэВ/с (пунктирная, точки \blacksquare)

предсказанными в рамках КХД для валентных кварков, в частности [22]

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^-: \quad \alpha = 0,404 \pm 0,059, \quad \beta = 0,391 \pm 0,011, \quad \gamma \approx 2,$$

$$\pi^- p \rightarrow K_S^0: \quad \alpha = 0,14 \pm 0,11, \quad \beta = 0,10 \pm 0,02, \quad \gamma \approx 2$$

(см. также рис. 5).

В заключение отметим, что результаты настоящего анализа позволяют сделать вывод о том, что характер отклонения зависимости распределений по продольным импульсам в адронных соударениях от значений, диктуемых правилами кваркового счета, может быть объяснен частично в рамках эффектов нарушения масштабной инвариантности в глубоконеупругом рассеянии лептонов. Отметим также, что учет другого важного источника подобного отклонения — вклада внутреннего поперечного импульса взаимодействующих кварков и глюонов — рассматривается в работе [15].

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] F. E. Close. Rapp. talk at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
- [2] R. Diebold. Rapp. talk at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978. H. Satz. Inv. talk at the Intern. Conf. on High Energy Physics, Budapest, 1977.
- [3] V. A. Matveev. Inv. talk. at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978. V. A. Matveev, L. A. Slepchenko, A. N. Tavkhelidze. JINR, E2-11894, 11580, Dubna, 1978.
- [4] R. P. Feynman, R. D. Field. Phys. Rev., D15, 2590, 1977. R. D. Field. Rapp. talk at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
- [5] W. Ochs. Nucl. Phys., B118, 397, 1977.

- [6] B. Anderson, G. Gustafson, C. Peterson. Phys. Lett., 69B, 221, 1977.
- [7] R. C. Hwa. Inv. talk at the EPS Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979. K. P. Das, R. C. Hwa. Phys. Lett., 68B, 459, 1977. D. Duke, F. Taylor. Phys. Rev., D17, 1788, 1978.
- [8] В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе. ОИЯИ, P2-4572, 1968.
- [9] А. Н. Квинихидзе, А. Н. Сисакян, Л. А. Слепченко, А. Н. Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 8, 478, 1977.
- [10] S. D. Drell, T. M. Yan. Phys. Rev. Lett., 24, 181, 1970. G. B. West. Phys. Rev. Lett., 24, 1206, 1970.
- [11] V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim., 7, 719, 1973. S. Brodsky, G. Farrar. Phys. Rev. Lett., 31, 1153, 1973.
- [12] J. Gunion. Phys. Rev., D10, 242, 1976.
- [13] L. Lederman. Rapp. talk at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
- [14] А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, В. А. Петров. ИФВЭ, СТО 74-66, Серпухов, 1974.
- [15] Л. Н. Абесалашвили и др. ОИЯИ, P2-80-80, 1980.
- [16] D. Cutts et al. Phys. Rev. Lett., 43, 319, 1979.
- [17] R. Field. Rapp. talk at the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978. J. Ellis. Applications of QCD, SLAC-PUB-2121, Stanford, 1978.
- [18] E. Gabathuler. Proc. of the EPS Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979. G. Fox. Nucl. Phys., B131, 107, 1977; B134, 269, 1978.
- [19] O. Nachtmann. Nucl. Phys., B63, 237, 1974; B78, 455, 1974; Proc. of the Intern. Symp. on lepton-hadron inter., Hamburg, 1977.
- [20] А. А. Логунов, А. Н. Тавхелидзе. Nuovo Cim., 29, 380, 1963.
- [21] В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе. ТМФ, 40, 329, 1979. В. А. Матвеев, Л. А. Слепченко, А. Н. Тавхелидзе. Докл. на II Междунар. семинаре по физике высоких энергий и теории поля, ИФВЭ, Протвино, 1979.
- [22] A. J. Buras, K. Gaemers. Nucl. Phys., B132, 249, 1978.
- [23] Ю. Б. Бушнин и др. ЯФ, 10, 585, 1969.

ENERGY DEPENDENCE OF MESON DISTRIBUTIONS IN QUARK JETS

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

The scale breaking effects of the longitudinal meson spectra in hadronic collisions at small p_{\perp} are considered in the fast quark fragmentation region. It is shown that the scaling violation has the same origin as the quark distribution and decay functions in the deep inelastic lepton scattering.
