сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2 - 12821

З.Омбоо, В.В.Ужинский, Ч.Цэрэн

ВЫПОЛНЯЕТСЯ ЛИ "ЧАСТНЫЙ" КНО-СКЕЙЛИНГ В pA-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ?

1979

P2 - 12821

З.Омбоо, В.В.Ужинский, Ч.Цэрэн

ВЫПОЛНЯЕТСЯ ЛИ "ЧАСТНЫЙ" КНО-СКЕЙЛИНГ В pA-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ?

Омбоо З., Ужинский В.В., Цэрэн Ч.

P2 - 12821

Выполняется ли "частный" КНО-скейлинг в pA-взаимодействиях?

Работа посвящена исследованиям масштабных свойств множественных распределений в полуинклюзивных и эксклюзивных процессах взаимодействия адронов с нуклонами и ядрами. Показано, что подобные исследования могут выявить области, где существенны многочастичные корреляции, и внести ясность в вопрос о причинах нарушения или выполнения КНО- и "частного" КНО-скейлингов. В рамках модели каскада лидирующего адрона делается вывод об определенных преимуществах изучения адрон-ядерных взаимодействий, где нарушение "частного" КНО-скейлинга ожидается на уровне 10% во втором и третьем моментах распределений.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Omboo Z., Uzhinsky V.V., Tseren Ch.

P2 - 12821

Is "Particular" KNO-Scaling Fulfilled in pA-Interactions?

Investigations of scaling properties of multiple distributions in semiinclusive and exclusive processes of interactions of hadrons with nucleons and nuclei are described. It is shown that similar investigations could reveal regions where multiparticle correlations are of importance, and to clarify the reasons for distortion or fulfillment of KNO-scaling or "particular" KNO-scaling. Within the framework of the leading particle cascade model a conclusion is drawn as to definite advantages of studying hadron-nuclear interactions where the distortion of "particular" KNO-scaling is expected on the 10 percent level in the second and third distribution momenta .

The investigations has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Исследования процессов множественного рождения частиц в адрон-адронных и адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях показали, что такие величины, как средняя множественность, инклюзивные одночастичные распределения и т.д. малочувствительны к механизму реакций и могут быть описаны в рамках различных модельных представлений. Следовательно, для выяснения картины сильных взаимодействий необходимо изучать более детальные характеристики, в частности, двухчастичные и многочастичные корреляции.

Наша работа посвящена перспективе исследования реакций вида*:

$$a + b \to c + X_M, \qquad /1/$$

$$a + b \to \text{все } \pi^{(\pm)} + X. \qquad /2/$$

В настоящее время известно сравнительно небольшое число экспериментальных работ, касающихся данного вопроса /1-22/. В основном в них анализировалась зависимость распределений по числу заряженных частиц в системе $X_M(P_n(\xi))$ и их средней множественности $\bar{n}_X$ от кинематических характеристик (ξ) выделенной частицы "C". В качестве ξ часто выбирают квадрат массы рожденной системы M_X^2 /1-16/ или поперечный импульс /10,17-22/, или же быстроту /10,21/. В первом случае зависимость наиболее сильная, причем $\bar{n}_X$ ведет себя при изменении M_X^2 примерно так же, как и средняя множественность $(\bar{n})$ в реакции

$$a + b \to X \qquad /3/$$

* По существу в этих реакциях проявляются простейшие двухчастичные /многочастичные/ корреляции.

при изменении квадрата полной энергии в системе центра масс – s*. Такое поведение несколько противоречит предположению о справедливости КНО-скейлинга /КНО- II / в полуинклюзивных процессах [23], из которого следует, что отношение $\bar{n}_X(M_X^2)/\bar{n}(s)$ определяется только значением M_X^2/s [24,25]. Существующие экспериментальные данные согласуются с этим заключением [1,5,9,12,24]. Противоречие же возникает тогда, когда, согласно [26], принимают, что $\bar{n}(s) \sim \ln s$, однако, как это будет показано ниже, предположение логарифмической зависимости не является существенным для выполнения КНО-скейлинга. Поэтому вышеупомянутые факты можно рассматривать как указание на справедливость КНО-II и как указание на большое подобие свойств систем , рождающихся в реакциях /1/, /2/, /3/. Об этом говорит и приближенная масштабность множественных распределений ассоциативных частиц [6,7,12,14,16,21] – аналог хорошо известного КНО-скейлинга /КНО-I [26] /. Здесь употреблено слово "приближенная" потому, что моменты распределений, определяемые как

$$C'_\ell = \frac{\overline{n^\ell}}{\bar{n}_X^\ell}, \qquad \bar{n}_X = \sum_n n P_n(\xi), \qquad /4/$$

$$\overline{n^\ell} = \sum_n n^\ell P_n(\xi),$$

зависят от массы рожденной системы. Исследования [7,8,13,16] показывают, что непостоянство моментов, в основном, обусловлено дифракционными событиями, исключение которых, по-видимому, приведет к скейлингу множественных распределений, т.е. к независимости формы распределений как от M_X^2, так и от s. Действительно, анализ, проведенный в работе [27], в которой эта масштабность называется "частным" КНО-скейлингом /ЧКНО/, показал, что исключение в pp-взаимодействиях вклада протонов в $\bar{n}_X$, а в $\pi^- p$-соударениях как вклада протонов, так и быстрых лидирующих частиц, приводит к улучшению выполнения ЧКНО-скейлинга**. Другим интересным результатом этой работы является указание на справедливость ЧКНО-скейлинга и в пион-ядерных столкновениях.

Ниже мы рассмотрим возможность выполнения ЧКНО-скейлинга в реакциях вида:

---

* Иногда зависимость $\bar{n}(s)$ мы будем обозначать как $\bar{n}(E_0)$, где E_0– энергия налетающего адрона в лабораторной системе.

** Моменты распределений практически не зависят в этом случае от энергии, идущей на рождение частиц.

$$p + A \to p + \text{ливн.частицы} + X \qquad /5/$$

$$p + A \to \text{все } \pi^{(\pm)} + X, \qquad /6/$$

а также обсудим возможность дальнейшего изучения ассоциативных множественностей в адрон-ядерных взаимодействиях.

Рассмотрим сначала положения, на основе которых были выдвинуты гипотезы скейлингов КНО-I и КНО-II. Как подчеркивали авторы работ [23,27], основными являются:

1. Предположение о справедливости фейнмановского скейлинга для структурных функций, описывающих процесс

$$a + b \to c_1 + c_2 + \ldots + c_k + X \qquad /7/$$

и определяемых как

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{\frac{d^3q_1}{\omega_1}\cdots\frac{d^3q_k}{\omega_k}} = f^{(k)}(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \ldots, x_k, \vec{q}_{\perp k}, s) \underset{s\to\infty}{\to} f^{(k)}(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \ldots, x_k, \vec{q}_{\perp k}). \qquad /8/$$

Здесь $\vec{q}_i$ и ω_i - импульс и энергия i-частицы, $x_i = \frac{2q_{\parallel i}}{\sqrt{s}}$ - фейнмановская переменная, а $\vec{q}_{\perp i}$ - поперечный импульс.

2. Предположение о наличии близкодействующих корреляций, заключающееся в несингулярном поведении структурных функций при $\{x_i\} \to 0$:

$$f^{(k)}(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \ldots, x_k, \vec{q}_{\perp k}) \xrightarrow[x_1\to 0]{} f^{(k)}(0, \vec{q}_{\perp 1}, \ldots, x_k, \vec{q}_{\perp k}) \neq 0,$$

$$f^{(k)}(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, x_2, \vec{q}_{\perp 2}, \ldots, x_k, \vec{q}_{\perp k}) \xrightarrow[x_1, x_2\to 0]{} f^{(k)}(0, \vec{q}_{\perp 1}, 0, \vec{q}_{\perp 2}, \ldots, x_k, \vec{q}_{\perp k}) \neq 0 \qquad /9/$$

. . . .

Свойства 1 и 2 приводят к тому, что средняя множественность должна расти, как $\ln s$,

$$\bar{n}(s) = \int f^{(1)}(x, \vec{q}_\perp)\frac{dx\, d^2q_\perp}{\sqrt{x^2 + \frac{\vec{q}_\perp^{\,2} + m^2}{s/4}}} = \qquad /10/$$

$$= \int d^2q_\perp f^{(1)}(0, \vec{q}_\perp) \ln[x + \sqrt{x^2 + \frac{\vec{q}_\perp^{\,2} + m^2}{s/4}}]\Big|_0^1 \sim \ln s,$$

а моменты множественных распределений должны быть постоянными, т.е. должны выполняться скейлинги КНО-I и КНО-II [23,27].

Покажем, что для этого заключения свойство 1 не является необходимым.

Пример 1: Если имеет место нарушение фейнмановского скейлинга специального вида, т.е.

$$f^{(k)}(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k}, s) \xrightarrow[x_1 \to 0]{} \{2a - 8b \ln[x_1 + \sqrt{x_1^2 + \frac{\vec{q}^{\,2}_{\perp 1} + m^2}{s/4}}]\} \phi(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k}),$$

$$\phi(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k}) \xrightarrow[x_1 \to 0]{} \phi(0, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k}) \neq 0. \qquad /11/$$

$$f^{(k)}(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, x_2, \vec{q}_{\perp 2}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k}, s) \xrightarrow[x_1, x_2 \to 0]{} \{2a - 8b \ln[x_1 + \sqrt{x_1^2 + \frac{\vec{q}^{\,2}_{\perp 1} + m^2}{s/4}}]\}\{2a - 8b \ln[x_2 + \sqrt{x_2^2 + \frac{\vec{q}^{\,2}_{\perp} - m^2}{s/4}}]\} \times$$

$$\times \phi(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k});$$

$$\phi(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k}) \xrightarrow[x_1, x_2 \to 0]{} \phi(0, \vec{q}_{\perp 1}, 0, \vec{q}_{\perp 2}, \dots),$$

$$\bar{n}(s) \underset{s \to \infty}{\sim} a \ln s + b \ln^2 s$$

$$C_\ell \xrightarrow[s \to \infty]{} \mathrm{const} + o(1/\bar{n}(s)).$$

Пример 2: Если

$$f^{(k)}(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x, \vec{q}_{\perp k}, s) \xrightarrow[x_1 \to 0]{} (x_1 - \sqrt{x_1^2 + \frac{\vec{q}^{\,2}_{\perp 1} + m^2}{s/4}})^{-2\alpha} \phi(x_1, \vec{q}_{\perp 1}, \dots, x_k, \vec{q}_{\perp k}), \qquad /12/$$

. . . .

то эффективно $\bar{n}(s) \sim s^\alpha$; $C_\ell \xrightarrow[s \to \infty]{} \mathrm{const} + o(1/\bar{n}(s))$.

Значит, для выполнения КНО-скейлинга наиболее существенным является требование малости $1/\bar{n}(s)$, а также справедливость соотношений типа /9/, /11/, /12/. Поскольку последние нарушаются, если фазовый объем в реакции /7/ ограничен, то в этих условиях следует ожидать нарушения КНО-скейлинга.

Обратимся теперь к реакциям /1/ и /2/. Для их описания было предложено два подхода. В первом из них /24,25/, исходя из скейлингов КНО-I и КНО-II, рассматривают зависимость моментов распределений и $\bar{n}_X$ от кинематической переменной ξ, при этом в общем случае ничего нельзя сказать о ЧКНО-скейлинге. Во втором /28-30/ заранее предполагают подобие систем

X_M и X в реакциях /1/ и /3/, т.е. предполагают строгое выполнение ЧКНО-скейлинга. Покажем, каким образом два подхода могут быть "состыкованы".

Пусть имеет место полная аналогия между системами рожденных частиц в реакциях /1/, /2/ и /3/. Тогда k-частичная структурная функция процесса /2/ определяется как

$$f^{(k)}(\vec{x}_1, \vec{q}_{\perp 1}, \ldots, \vec{x}_k, \vec{q}_{\perp k}) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{\frac{d^3q_1}{\omega_1} \cdots \frac{d^3q_k}{\omega_k}}, \qquad /13/$$

где $x_i = \frac{2q_i}{\kappa\sqrt{s}}$, а κ – парциальный коэффициент неупругости, определяющий долю энергии, идущую на рождение вторичных частиц. Для реакции /1/ аналогичное соотношение будет, по-видимому, в том случае, когда частица "C" рождается в области пионизации; при этом $x_i = \frac{2q_i}{\sqrt{s(1-x_C)}}$. Если соответствующие структурные функции обладают свойствами типа /9/, /11/, /12/, то автоматически следует выполнение ЧКНО-скейлинга*. Очевидно, что вышеизложенное справедливо тогда, когда "структура" фазовых объемов различных процессов примерно одинакова. Если же это не так, то возможно нарушение ЧКНО-скейлинга, которое проявится в непостоянстве моментов распределений. Поскольку моменты тесно связаны с близкодействующими корреляциями /в частности, из свойств типа /9/, /11/, /12/ следует, что они определяются значениями функций вида

$$C^{(k)}(x_1, \ldots, x_k) = f^{(k)}(x_1, \ldots, x_k) - f^{(1)}(x_1) \cdot \ldots \cdot f^{(1)}(x_k)$$

при аргументах, близких к нулю/.

$$C_k = \lim_{x_1, x_2, \ldots, x_k \to 0} C^{(k)}(x_1, \ldots, x_k),$$

то исследования множественных распределений в полуинклюзивных и эксклюзивных реакциях могут выявить области, где важны многочастичные корреляции**. Однако по причине описан-

---

*Заметим, что рассмотренная возможность не противоречит предположению, например, о фейнмановском скейлинге, а представляет конкретизацию зависимости структурных функций от $\{x_i\}$.

**Например, увеличение моментов указывает на усиление многочастичных корреляций, хотя иногда подобный эффект может дать и наложение различных процессов.

ного выше ограничения, они мало будут способствовать выяснению свойств структурных функций. Поэтому, на наш взгляд, наиболее перспективен недавно наметившийся третий подход [31,32], в котором при заданных полных топологических сечениях реакций и выбранной процедуре "заполнения" фазового объема удается воспроизвести основные закономерности в системе ассоциативно рождающихся частиц, но возможности метода этим не ограничиваются.

Суммируя достигнутые к настоящему моменту результаты, можно заключить, что наблюдаемый сейчас ЧКНО-скейлинг - проявление свойств, характерных для среднестатистического ансамбля, поскольку и в последнем,и в указанных выше подходах используется представление о "недеформированном" фазовом объеме. Следовательно, для выяснения причин как нарушения, так и выполнения ЧКНО-скейлинга, нужно исследовать события, в которых значение какой-либо величины сильно отличается от среднего значения. Это могут быть события, в которых какая-либо частица приобретает большой импульс, или же события, характеризующиеся асимметрией в распределениях положительно и отрицательно заряженных частиц. Таких событий мало, поэтому получить статистически обеспеченные данные затруднительно, и нужно искать другие подходы. Нам представляется, что изучение полуинклюзивных и эксклюзивных характеристик процессов в адрон-ядерных взаимодействиях будет способствовать решению этой задачи. Возможно, выяснятся также вопросы механизма рождения частиц в pA -соударениях.

Оценка перспектив исследований реакций /5/, /6/ безусловно, зависит от выбранной точки зрения на процесс множественного рождения частиц в адрон-ядерных взаимодействиях. В качестве основы теоретического рассмотрения выберем модель каскада лидирующего адрона, позволяющую удовлетворительно описать зависимость средней множественности ливневых частиц от энергии и атомного номера ядра-мишени, процессы с большими передачами поперечного импульса, быстротные распределения, а также ядерный КНО-скейлинг. Из основного положения модели о том, что в процессе адрон-ядерного соударения имеет место каскад налетающего, лидирующего адрона, в то время как вторичные частицы покидают ядро без взаимодействий, следует, что распределение по числу частиц, рождающихся в ассоциации с протоном в реакции /5/, дается выражением:

$$P_n(x, \vec{p}_\perp) = \sum N_\nu(A,\sigma) \sum_{\substack{n_1,\dots,n_\nu \\ n_1+\dots+n_\nu = n}} \int f(x_1, \vec{p}_{\perp 1}) \tilde{P}_{n_1}(x_1, \vec{p}_{\perp 1}, E_0) \times$$

$$f(x_2,\vec{p}_{\perp 2})\tilde{P}_{n_2}(x_2,p_{\perp 2},x_1E_0)\times\ldots\times f(x_\nu,\vec{p}_{\perp\nu})P_{n_\nu}(x_\nu,p_{\perp\nu},x_1,\ldots,x_{\nu-1}E_0)\cdot$$

$$\cdot\,\delta(\vec{p}_\perp-\sum_{i=1}^{\nu}\vec{p}_{\perp i})\,\delta(x-\prod_{i=1}^{\nu}x_i)\,d^2p_{\perp 1}\ldots d^2p_{\perp\nu}\frac{dx_1}{x_1}\ldots\frac{dx_\nu}{x_\nu}\qquad /14/$$

$$\sum_{\nu=1}^{A}N_\nu(A,\sigma)\int f(x_1,\vec{p}_{\perp 1})\times\ldots\times f(x_\nu,\vec{p}_{\perp\nu})\cdot$$

$$\cdot\,\delta(\vec{p}_\perp-\sum_{i=1}^{\nu}\vec{p}_{\perp i})\,\delta(x-\prod_{i=1}^{\nu}x_i)\,d^2p_{\perp 1}\ldots d^2p_{\perp\nu}\frac{dx_1}{x_1}\ldots\frac{dx_\nu}{x_\nu}\,.$$

Здесь $f(x,\vec{p}_\perp)=E\frac{d^3\sigma}{d^3p}$ – структурная функция, описывающая спектр лидирующих частиц в неупругих адрон-нуклонных столкновениях, относительно которой предполагаетcя, что она подчиняется фейнмановскому скейлингу. $N_\nu(A,\sigma)$ – эффективные числа [32], пропорциональные вероятностям ν-кратных соударений, а $\tilde{P}_n(x,\vec{p}_\perp,E_0)$ – распределение по множественности ассоциированных частиц в реакции вида /1/

$$p+p\to p+p+X_M.$$

Предполагая строгое выполнение КНО- и ЧКНО-скейлингов в процессах типа /1/, /3/, получим условие, позволяющее восстановить вид $\tilde{P}_n$, если заданы функция $f(x,\vec{p}_\perp)$ и распределение по множественности в реакции вида /3/ $(P_n(E_0))$.

$$P_n(E_0)=\int f(x,\vec{p}_\perp)\tilde{P}_n(x,\vec{p}_\perp,E_0)\,d^2p_\perp\frac{dx}{x}\,.\qquad /15/$$

Если задать КНО-функцию в процессе /3/ следующим образом [33-35]:

$$\psi(z)=\bar{n}(E_0)P_n(E_0)=\frac{\pi}{2}z\,e^{-\frac{\pi}{4}z^2}\,,\quad z=\frac{n}{\bar{n}(E_0)}\,.\qquad /16/$$

а структурную функцию

$$f(x)=\int f(x,\vec{p}_\perp)\,d^2p_\perp=\beta x^\beta,\quad \beta\simeq 1.$$

то пренебрегая зависимостью $\tilde{P}_n$ от поперечного импульса и предполагая, что

$$\bar{n}(x,E_0)=(1+\alpha)\bar{n}(E_0)(1-x)^\alpha,\quad \alpha\simeq 0.33$$
$$\bar{n}(E_0)=1.32s^{0.3}-0.9,\qquad /17/$$

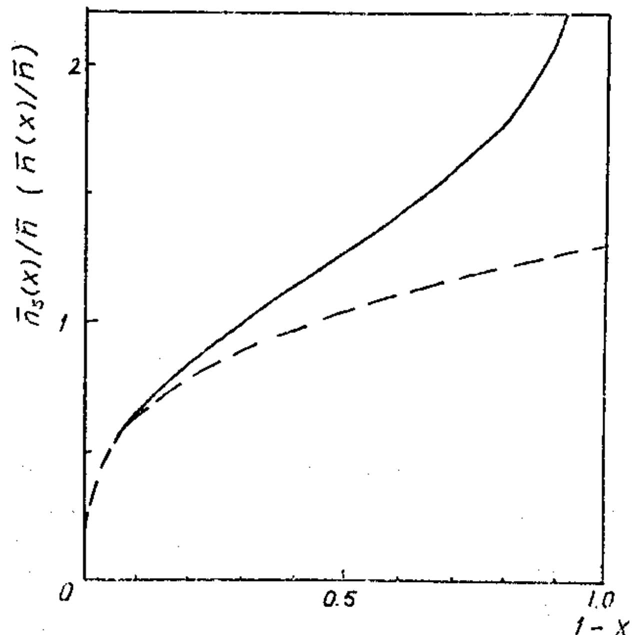

Рис. 1. Средняя ассоциативная множественность частиц, рождающихся в реакциях протона с нуклонами и ядрами фотоэмульсии /пунктирная и сплошная кривые соответственно/ как функция доли энергии, потерянной лидирующим адроном.

найдем

$$\psi'(z) = \bar{n}(x, E_0) P_n(x, E_0) = (1+\alpha)^2 \frac{\pi}{2} z \times$$

$$\times [(1-2\alpha) + 2\alpha(1+\alpha)^2 \frac{\pi}{4} z^2] \times \exp[-(1+\alpha)^2 \frac{\pi}{4} z^2]. \qquad /18/$$

$$z = \frac{n}{\bar{n}(x,\ E_0)}.$$

Тем самым определяются все величины в формуле /14/, и с ее помощью можно вычислить различные характеристики. На рис. 1 средняя ассоциативная множественность ливневых частиц – $\overline{\bar{n}_s(x)}$ представлена как функция доли энергии, потерянной лидирующим адроном в реакциях протонов с ядрами фотоэмульсии. Из результатов расчетов видно, что за увеличение средней множественности в адрон-ядерных взаимодействиях, в основном,

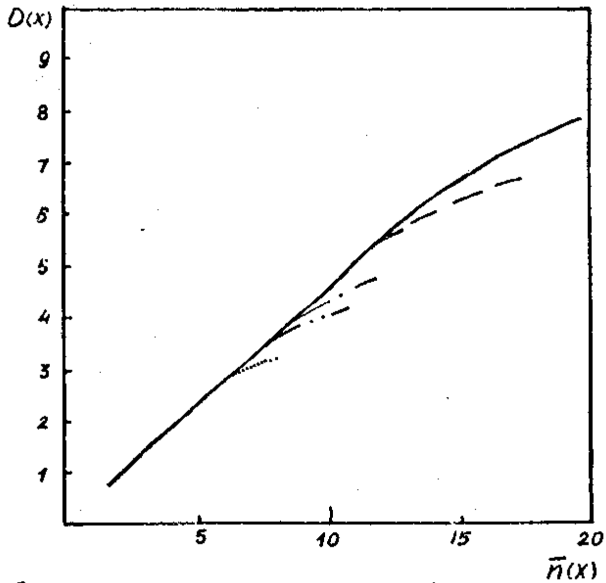

Рис. 2. Дисперсия распределения как функция среднего числа ассоциативных частиц, рождающихся в реакциях протонов с ядрами фотоэмульсии. Сплошная, пунктирная, штрих-пунктирная, штрих-двойной пунктир и точечная кривые - расчет по формуле /14/ при энергиях 300, 200, 67, 50 и 24 ГэВ соответственно.

ответственны события, в которых потеря энергии превышает половину. В этой же области наблюдается изменение зависимости $D(\bar{n}_s(x))$ /рис. 2/.

$$D(\bar{n}_s(x)) = \sqrt{\sum_n (n - \bar{n}_s(x))^2 P_n(x)} .$$

В C_γ это проявляется в характерном завале при $x \to 0$ /рис. 3/. Полученные результаты, согласно приведенному выше анализу, говорят об уменьшении многочастичных корреляций при $x \to 0$, т.е. при большом числе неупругих столкновений налетающего адрона с внутриядерными нуклонами, корреляции между частицами, рожденными в разных актах взаимодействия, уменьшаются. По-видимому, этим объясняется наблюдаемая экспериментально [27] особенность в зависимости D от $\bar{n}_s(x)$ в $\pi^- {}^{12}C$ взаимодействиях. Подобный эффект может быть и в pA-взаимодействиях, но величина его, возможно, будет меньше, чем в приведенных расчетах, вследствие взаимодействия вторичных час-

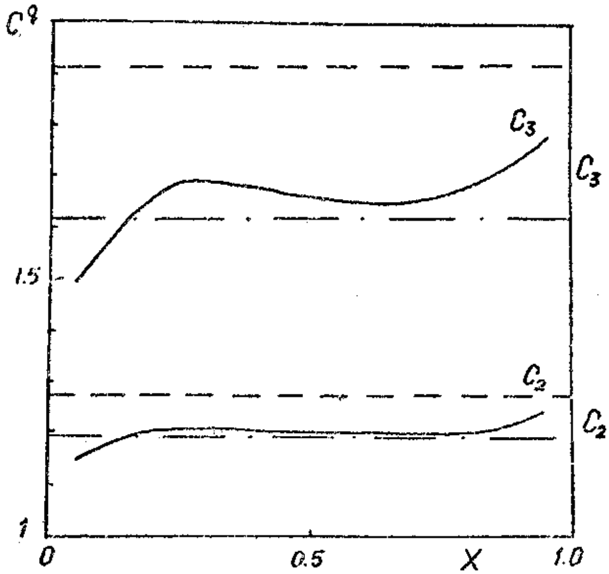

Рис. 3. Моменты распределений ассоциативных частиц, рождающихся в pA -взаимодействиях, при различных значениях доли энергии, уносимой лидирующим адроном. Сплошные кривые - расчет по формуле /14/. Пунктирные и штрих-пунктирные кривые - моменты функций /16/ и /18/ соответственно. Отметим, что вид кривых не зависит от первоначальной энергии протона.

тиц. Следовательно, исследования адрон-ядерных соударений, в которых лидирующая частица теряет большую долю энергии /порядка 0,8/, могут пролить свет на характер взаимодействия вторичных, рожденных адронов. Тем самым могут быть установлены границы применимости модели каскада лидирующей частицы /МКЛЧ/. Заметим, что в выбранном нами подходе предположение о выполнении ЧКНО-скейлинга в реакции типа /1/ не является существенным, и сделано исключительно для упрощения расчетов. В общем случае, задавая вероятности кратных неупругих столкновений, энерговыделение в каждом акте адрон-нуклонного взаимодействия, полные топологические сечения и ту или иную процедуру заполнения фазового объема, можно получить различные полуинклюзивные и эксклюзивные характеристики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предположение о логарифмической зависимости $\bar{n}(s)$ не является существенным для выполнения КНО-скейлинга. Выбором той или иной структурной функции, в принципе, может быть получена любая энергетическая зависимость $\bar{n}(E_0)$.

2. Моменты множественных распределений тесно связаны с поведением структурных функций при значениях аргументов, близких к нулю. Поэтому исследование масштабных свойств множественных распределений может выявить области, где существенны многочастичные корреляции.

3. Успех подхода, использующего среднестатистические данные о распределениях для объяснения закономерностей в системе ассоциативно рождающихся частиц, указывает на то, что причины как выполнения, так и нарушения ЧКНО- и КНО-скейлингов, следует искать в событиях, характеризующихся "деформированным" фазовым объемом.

4. "Деформация" фазового объема легко может быть достигнута в адрон-ядерных взаимодействиях, где нарушение ЧКНО-скейлинга ожидается на уровне 10% во втором и третьем моментах распределений. Отметим, что при интерпретации адрон-ядерных данных в рамках тех или иных модельных представлений может возникнуть ряд трудностей. В частности, модель когерентной ядерной трубки /36/ к реакциям /5/, /6/ вообще неприменима, поскольку она предполагает эффективное увеличение фазового объема, который фиксирован условиями эксперимента. В однокластерных моделях типа /37/, в отличие от МКЛЧ, следует ожидать хорошего выполнения ЧКНО-скейлинга. Таким образом, на вопрос, вынесенный в название статьи, в настоящее время нельзя дать удовлетворительного ответа.

Авторы выражают благодарность проф. Л.И.Лапидусу, Б.З.Копелиовичу и А.В.Тарасову за плодотворные дискуссии и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barish S,J. et al.Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1080.
2. Dao F.T. et al. Phys.Lett., 1973, 45B, p.399.
3. Winkelmann F.C. Phys.Lett., 1974, 48B, p.273.
4. Winkelmann F.C. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.121.
5. Whitmore J., Derrick M. Phys.Lett., 1974, 50B, p.280.
6. Barshay S. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.1390.
7. Clifford T.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.1239.

8. Chliapnikov P.V. et al. Phys.Lett., 1974, 52B, p.375.
9. Биалковская Х. и др. Препринт ИФВЭ М-11, Серпухов, 1975.
10. Fong D. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.736.
11. Журавлева Л.И. и др. ОИЯИ, 1-10555, Дубна, 1977.
12. Журавлева Л.И., Куциди Н.К., Саитов И.С. ОИЯИ, Р1-10643, Дубна, 1977.
13. Ажиненко И.В. и др. ЯФ, 1977, 25, с.585.
14. Абесалашвили Л.Н. и др. ОИЯИ, Р1-10566, Дубна, 1977.
15. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.1511.
16. Коллаборация Алма-Ата - Дубна - Кошице - Москва - Прага - Хельсинки. ОИЯИ, Е1-12117, Дубна, 1979.
17. Ramanauskas A. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1371.
18. Alper B. et al. Lett. Nuovo Cim., 1974, 11, No.3, p.173.
19. Chapman J.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.257.
20. Kaphart R. et al. Phys.Rev., 1974, D14, p.290.
21. Абесалашвили Л.Н. и др. ОИЯИ, 1-9406, Дубна, 1974; ЯФ, 1976, 24, с.1189.
22. Дерре Ж. и др. ЯФ, 1976, 23, с.1202.
23. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P. Phys.Lett., 1972,38B,p.25.
24 Minakata H. Lett. Nuovo Cim., 1974, 9, p.411.
25. Гердюков Л.Н., Манюков Б.А., Шляпников П.В. Препринт ИФВЭ СПК 74-77, Серпухов, 1977.
26. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P. Nucl.Phys., 1972, B40, p.317.
27. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, Р1-12115, Дубна, 1979.
28. Barshay S., Yamaguchi Y. Phys.Lett., 1974, 51B, p.376.
29. Minakata H. Prog.Theor.Phys., 1975, 53, p.532.
30. Дарбаидзе Я.З. и др. ОИЯИ, Р2-10489, Дубна, 1977.
31. Антош Я., Курилин А.С., Румянцев В.С. ОИЯИ, 1-12006, Дубна, 1978.
32. Kolbig K.S., Margolis B. Nucl.Phys., 1968, B6, p.85. Margolis B. Phys.Lett., 1968, 26B, p.524; Nucl.Phys., 1968, B4, p.433.
33. De Wolf E., Dumont J.J., Verbeure F. Nucl.Phys., 1975, B87, p.325.
34. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1977, 25, с.335.
35. Шошиашвили Ш.С. ОИЯИ, 1-10209, Дубна, 1977.
36. Afek Y. et al. Preprint TECHNION, PH-76-87, 1976.

37. Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л. ЯФ, 1975, 21, с.628.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 октября 1979 года.