

РЕЛЯТИВИСТСКИ ИНВАРИАНТНЫЙ АНАЛИЗ
КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ
В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

А.М.Балдин, Л.А.Диденко

Предлагается новый релятивистски инвариантный подход к исследованию корреляционных явлений в множественных процессах. Показано, что широко используемые методы корреляционного анализа /например, в пространстве быстрот/ непоследовательны, т.к. они не учитывают связей кинематических переменных, обусловленных чисто геометрическими представлениями. Различные двухчастичные корреляторы пионов и ядер, полученные из эксперимента, оказались одинаковыми, а в асимптотике совпадающими. Это находится в соответствии с общими свойствами адронных распределений, сформулированных ранее ^{1/} по аналогии с боголюбовским принципом ослабления корреляций.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

A New Relativistic Invariant Method
for the Study of Correlation Phenomena
in Multiple Production Processes

A.M.Baldin, L.A.Didenko

A new relativistic invariant method is suggested for the study of correlation phenomena in multiple production processes. The correlation analysis extensively used in literature, which employs, e.g., the longitudinal rapidity variables, is shown to be inconsistent because it neglects the links between the kinematic variables which are of a purely geometric nature. Different two-particle correlations of pions and nuclei extracted from experiment were found to be identical and, in the asymptotic, to be coincident. This is in agreement with the general properties of the hadron distribution formulated earlier by analogy with the Bogolubov correlation depletion principle.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Множественные процессы являются основными в физике высоких энергий не только потому, что они вносят подавляюще большой вклад в сечение взаимодействия частиц при высоких энергиях, но и потому, что они составляют главный источник информации о природе фундаментальных взаимодействий. Эта информация столь обильна, что до настоящего времени изучена лишь небольшая ее часть из накопленных на магнитных лентах суммарных результатов. Большую роль в таком частичном рассмотрении сыграл инклюзивный подход, предложенный и разработанный А.А.Логуновым и его сотрудниками^{/2/}. Существенным стимулом для исследований инклюзивных реакций были: гипотеза предельной фрагментации Янга^{/3/}, гипотеза Фейнмана о скейлинге^{/4/} и гипотеза автомодельности Матвеева, Мурадяна и Тавхелидзе^{/5/}. Успехи теоретического и экспериментального обоснования этих гипотез, попытки построения моделей /в особенности кварк-партонных моделей и моделей, базирующихся на хромодинамике/ позволяют связать отдельные экспериментальные факты и предположить ряд довольно общих закономерностей.

Такие закономерности проливают свет на кварк-глюонную структуру адронов и ядер, служат исходным материалом для разработки теории сильных взаимодействий на основе хромодинамики. Некоторые из этих закономерностей носят универсальный характер и имеют широкую область применимости. Многие из них являются окончательно установленными количественными соотношениями.

Необходимость использовать только часть информации о множественных процессах обуславливает существенно статистический характер закономерностей и эффективность применения методов статистической физики.

Нами разработана и частично экспериментально обоснована гипотеза об ослаблении корреляций в многомерном пространстве относительных 4-мерных скоростей^{/6/}. Точками этого пространства являются величины $u_i = P_i/m_i$, где P_i - четырехмерные импульсы частиц, а m_i - их массы. Основными переменными, в которых предлагается описывать релятивистски инвариантные сечения и распределения вероятностей являются инвариантные расстояния между точками

$$b_{ik} = - \left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right)^2 \quad /1/$$

Основная цель перехода к переменным b_{ik} вместо обычных переменных /импульсы, быстроты и т.д./ состоит в том, что согласно нашей гипотезе распределения по b_{ik} монотонно и достаточно быстро убывают при $b_{ik} \rightarrow \infty$. Это свойство аналогично принципу ослабления корреляций в статистической физике, предложенному Н.Н.Боголюбовым для распределений частиц в обычном пространстве-времени.

Принцип ослабления корреляций основан на интуитивном представлении о том, что корреляция между пространственно отдаленными частями макроскопической системы практически исчезает. Математически принцип формулируется как допущение асимптотической коммутации полевых переменных, относящихся к точкам, находящимся на больших расстояниях, но при фиксированных моментах времени. Из квантовой теории поля хорошо известно, что все полевые функции $\phi(t_1, x_1)$, $\phi(t_2, x_2)$ должны точно коммутировать или антикоммутировать, если четырехмерный интервал между точками 1 и 2 пространственно подобен. В общем же случае принцип выполняется приближенно, асимптотически при больших $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ и фиксированных t_1 и t_2 . Большие возможности получения важных следствий из боголюбовского принципа ослабления корреляций были неоднократно продемонстрированы в статистической физике.

Рассматриваемое пространство b_{ik} является дополнительным по отношению к обычному пространству относительных расстояний /в квантово-механическом смысле/: малые расстояния в обычном пространстве r_{ik} соответствуют большим b_{ik} и наоборот. Следует подчеркнуть, что мы исходим из фундаментального свойства кварков - асимптотической свободы - исчезновения взаимодействия на асимптотически малых расстояниях или при $b_{ik} \rightarrow \infty$. В этом смысле наша гипотеза прямо противоположна принципу ослабления корреляций Н.Н. Боголюбова, хотя и является его обобщением.

Таким образом, наш безмодельный подход к анализу множественных процессов базируется на одном общем принципе статистической физики и последовательном использовании релятивистски инвариантных величин. Мы не пользуемся выделенными системами координат, продольными быстройми, поперечными импульсами и т.п. Струи и их свойства нам также удалось определить полностью релятивистски инвариантным способом^{/6/} без привлечения таких понятий, как "сферисити" или "траст".

Адроны и ядра мы трактуем как кварк-глюонные кластеры с малыми относительными скоростями. Следует отметить, что такая трактовка обобщает партонную модель, в которой импульс партона рассматривается как доля импульса адрона $k = xP$, что соответствует

$$b_{ik} = - \left(\frac{k}{\sqrt{k^2}} - \frac{P}{\sqrt{P^2}} \right) = 0 \quad /2/$$

Наша трактовка адронов согласуется и с кварк-адронной дуальностью, если рассматривать кварки и адроны при достаточно больших b_{ik} .

Принцип ослабления корреляций как очень общее утверждение о свойствах адронной материи нуждается в широком экспериментальном обосновании и в количественных оценках. В настоящей статье мы предлагаем метод релятивистски инвариантного анализа корреляционных явлений, позволяющий делать прямую проверку этого принципа. На нескольких примерах, использующих экспериментальные данные о взаимодействии пионов с ядрами углерода при импульсе 40 ГэВ/с мы показываем эффективность предлагаемого метода. Наши примеры показывают, что предложенный ранее /7/ критерий $b_{ik} \geq 5$ с хорошей точностью определяет корреляционную длину в пространстве относительных скоростей. Они позволяют также оценить точность, с которой корреляторы можно положить равными нулю.

Переходя к определению релятивистски инвариантных корреляторов, заметим, что изучавшиеся до сих пор корреляторы во множественных процессах не учитывали одного важного обстоятельства: кинематические переменные /например, скорости или относительные импульсы/ не являются полностью независимыми переменными.

В силу принципа относительности, распределения вероятностей /сечения/ зависят только от переменных, характеризующих относительное движение частиц. Отсюда следует, что существуют границы изменения переменных, на которых переменные, относящиеся к различным частицам, жестко связаны. Границы определяются чисто геометрическими представлениями и учет их ведет к ошибочным выводам.

Покажем, как это обстоятельство нужно учитывать при рассмотрении множественных процессов в пространстве относительных скоростей. Рассмотрим в этом пространстве три точки, определяющие положение трех частиц: $u_1 = P_1/m_1$; $u_2 = P_2/m_2$; $u_3 = P_3/m_3$ и их попарные произведения в системе покоя, например, частицы 1:

$$(u_1 u_2) = \frac{E_2}{m_2}; (u_1 u_3) = \frac{E_3}{m_3}; (u_2 u_3) = \frac{E_2 E_3 - |\vec{P}_2| \cdot |\vec{P}_3| \cos \theta_{23}}{m_2 m_3} \quad /3/$$

Учитывая формулу, которая вытекает из /1/:

$$b_{ik} = 2[(u_i u_k) - 1], \quad /4/$$

уравнение /3/ можно записать:

$$b_{23} = b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12} b_{13}}{2} - 2\sqrt{\left(b_{13} + \frac{b_{13}^2}{4}\right)\left(b_{12} + \frac{b_{12}^2}{4}\right)} \cos \theta_{23} \quad /5/$$

Поскольку

$$|\cos \theta_{23}| \leq 1, \quad /6/$$

то при заданных b_{12} и b_{13} величина b_{23} лежит в границах

$$b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12}b_{13}}{2} - 2\sqrt{\left(b_{13} + \frac{b_{13}^2}{4}\right)\left(b_{12} + \frac{b_{12}^2}{4}\right)} \leq b_{23} \leq b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12}b_{13}}{2} + 2\sqrt{\left(b_{13} + \frac{b_{13}^2}{4}\right)\left(b_{12} + \frac{b_{12}^2}{4}\right)}. \quad /7/$$

Мы предлагаем следующее определение коррелятора любых 3 частиц 1, 2, 3:

$$C_3 = W(b_{12}, b_{13}, b_{23}) - W(b_{12})W(b_{13})W(b_{23}). \quad /8/$$

Здесь $W(b_{12})$, $W(b_{13})$ и $W(b_{23})$ обозначают одномерные распределения по переменным b_{12} , b_{13} и b_{23} , а $W(b_{12}, b_{13}, b_{23})$ - трехмерное распределение по тем же переменным. Как одномерные распределения $W(b_{ik})$, так и трехмерные $W(b_{12}, b_{13}, b_{23})$ можно взять непосредственно из эксперимента.

При построении функции $W(b_{12}, b_{13}, b_{23})$ границы изменения переменных b_{ik} учитываются автоматически, поскольку эти переменные определяются для частиц из одного события. Однако произведение одномерных распределений /второй член в формуле /8// отлично от нуля внутри области, определяемой границей /7/ для b_{23} . Это означает, что двумерные корреляторы следует получать из трехмерных интегрированием в пределах, задаваемых неравенством /7/:

$$C_2(b_{12}, b_{13}) = W(b_{12}, b_{13}) - W(b_{12}) \cdot W(b_{13}) \int_{b_{23}^-}^{b_{23}^+} W(b_{23}) db_{23}, \quad /9/$$

где

$$b_{23}^{\pm} = b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12}b_{13}}{2} \pm \sqrt{\left(b_{13} + \frac{b_{13}^2}{4}\right)\left(b_{12} + \frac{b_{12}^2}{4}\right)}. \quad /10/$$

Множитель, учитывающий связь b_{12} и b_{13} на границе, оказывается существенным.

На основе формулы /4/ и двух аналогичных ей, получаемых перестановкой индексов 1, 2, 3, нетрудно показать, что условия

$$|\cos \theta_{12}| \leq 1, \quad |\cos \theta_{13}| \leq 1 \quad \text{и} \quad |\cos \theta_{23}| \leq 1 \quad /11/$$

можно объединить в одно симметричное уравнение для грани-

цы изменения величин b_{ik} :

$$b_{12}^2 + b_{13}^2 + b_{23}^2 - b_{12} \cdot b_{13} \cdot b_{23} - \\ - 2(b_{12}b_{13} + b_{13}b_{23} + b_{12}b_{23}) = 0. \quad /12/$$

Для пояснения условия /7/ заметим, что формулы /1/ в нерелятивистском приближении переходят в формулу треугольника евклидовой тригонометрии:

$$V_{23}^2 = V_{12}^2 + V_{13}^2 - 2V_{12}V_{13}\cos\theta_{23}, \quad /13/$$

где $V_{ik}^2 = |\vec{V}_i - \vec{V}_k|^2$, а \vec{V}_i, \vec{V}_k - трехмерные векторы скорости. Нерелятивистский аналог уравнения /5/ также очевиден.

В обозначениях $\cosh r_{ik} = (u_i u_k)$ формула /5/ является известной формулой тригонометрии Лобачевского:

$$\cosh r_{23} = \cosh r_{12} \cdot \cosh r_{13} - \sinh r_{12} \cdot \sinh r_{13} \cos\theta_{23}. \quad /14/$$

Она переходит в формулу /13/ при $r_{ik} \ll 1$ и при замене $V_{ik} \approx r_{ik}$. В этих обозначениях уравнение /12/ имеет вид

$$\cosh^2 r_{12} + \cosh^2 r_{13} + \cosh^2 r_{23} - \\ - 2\cosh r_{12} \cosh r_{13} \cosh r_{23} = 0. \quad /15/$$

О применении геометрии Лобачевского в физике частиц написано много работ /см., например, /8-11/ /.

В случае прямых отображений событий множественного рождения в пространстве скоростей /например, отображений в виде диаграмм, развиваемых Э.Г.Бубелевым/ уравнения для границ изменения переменных учитываются автоматически.

Наиболее статистически обеспеченными, а для ряда проблем и наиболее информативными являются одномерные корреляторы, для получения которых двумерные корреляторы следует проинтегрировать еще по одной переменной. Особый интерес представляет асимптотическое поведение корреляторов при больших b_{ik} . В асимптотике $b_{ik} \rightarrow \infty$ коррелятор должен выражаться через коммутаторы свободных полей кварков и глюонов и иметь степенное поведение. Проверка этого предсказания представляется очень важной.

Границы, в которых меняются переменные b_{ik} и соответственно пределы интегрирования, получаются из рассмотрения сечений гиперболоида /12/ /рис.1/, поверхность которого касается координатных плоскостей вдоль линий

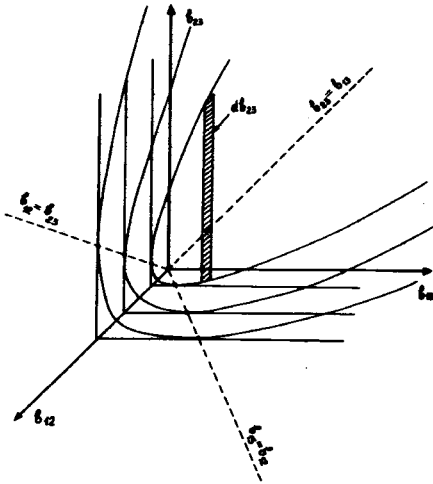


Рис.1. Схематическое изображение области изменения переменных b_{ik} .

$b_{12} = b_{13}$, $b_{12} = b_{23}$, $b_{13} = b_{23}$. В соответствии с этим рассмотрением одномерный коррелятор имеет вид:

$$C_1(b_{12}) = W(b_{12}) - W(b_{12}) \int_0^{\infty} W(b_{13}) db_{13} \int_{b_{23}^-}^{b_{23}^+} W(b_{23}) db_{23}. \quad /16/$$

Бесконечный предел здесь и дальше следует понимать условно, как максимально допустимую законами сохранения величину b_{13} .

Предлагаемые корреляторы /8/, /9/ и /16/ имеют значение не только для исследования асимптотик и проверок следствий принципа ослабления корреляций. Они удобны для исследования массовых спектров, поисков резонансов и т.п. В этой связи отметим следующую формулу:

$$b_{ik} = \frac{M_{ik}^2 - (m_i + m_k)^2}{m_i m_k}, \quad /17/$$

где $M_{ik}^2 = (P_i + P_k)^2$, m_i и P_i - массы и 4-импульсы частиц. Из формулы /17/ следует, что рассматриваемые корреляторы являются спектрами масс вторичных частиц, из которых вычтен фон случайных совпадений.

Рассмотрим конкретные примеры применения одномерных корреляторов к реакции π^-C -взаимодействий при импульсе 40 ГэВ/с. Экспериментальный материал получен на серпуховском ускорителе с помощью пропановой камеры, облученной в пучке π^- -мезонов. Статистика событий составляет 8791 взаимодействие, исключая взаимодействия π^- -мезонов с квазисвободными нуклонами ядер углерода. Методические особенности эксперимента и критерии отбора событий описаны в работах /12/.

Исследовались корреляции между вторичными заряженными пионами в реакциях



В дальнейшем индексом I будем обозначать налетающий π^- -мезон, а II - ядро мишени. В нашем случае величина $b_{I II} = 570$. Анализировалась одномерная корреляционная функция

$$C(b_{12}) = \frac{1}{\sigma} W(b_{12}) - \frac{1}{\sigma} W(b_{12}) \int_0^\infty W(b_{II 1}) db_{II 1} \int_{b_{II 2}^-}^{b_{II 2}^+} W(b_{II 2}) db_{II 2}.$$

В качестве функций $W(b_{ik})$ рассматривались инвариантные сечения рождения частиц 1 или 2 $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$, выраженные в переменных b_{ik} , например:

$$W(b_{II 1}) = \int \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{b_{II 1}^2 + \frac{b_{II 1}^2}{4}}} \frac{d\sigma}{db_{II 1} d\Omega} d\Omega. \quad /20/$$

Границы интегрирования $b_{II 2}^\pm$ определяются в соответствии с условием /10/. Одномерные распределения $W(b_{II 1})$ и $W(b_{II 2})$ нормировались таким образом, чтобы:

$$\int_0^\infty W(b_{II 1}) \frac{m_1^2}{2} \sqrt{b_{II 1}^2 + \frac{b_{II 1}^2}{4}} db_{II 1} = 1. \quad /21/$$

/Аналогично для $W(b_{II 2})$ /. Функция $W(b_{12})$ удовлетворяла условию

$$\int_0^\infty W(b_{12}) \frac{m_1^2}{2} \sqrt{b_{12}^2 + \frac{b_{12}^2}{4}} db_{12} = \langle n(n-1) \rangle \sigma, \quad /22/$$

здесь n - множественность частиц.

В дальнейшем для удобства будем обозначать якобиан перехода от импульсных переменных к переменным b_{ik} следующим образом:

$$FK_{II 1} \equiv \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{b_{II 1}^2 + \frac{b_{II 1}^2}{4}}} \quad \text{и т.д.} \quad /23/$$

Поведение функции /19/ в $\pi^- C$ -взаимодействиях показано на рис.2. Из рисунка видно, что функция $C(b_{12})$ монотонно и достаточно быстро убывает с ростом b_{12} . Ее величина вблизи верхнего кинематического предела падает на

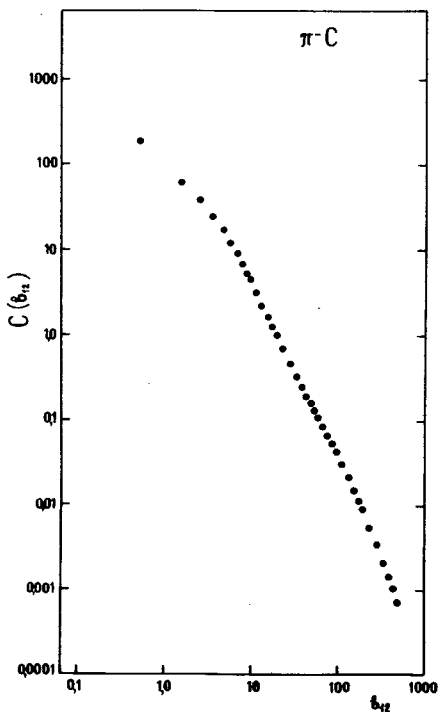
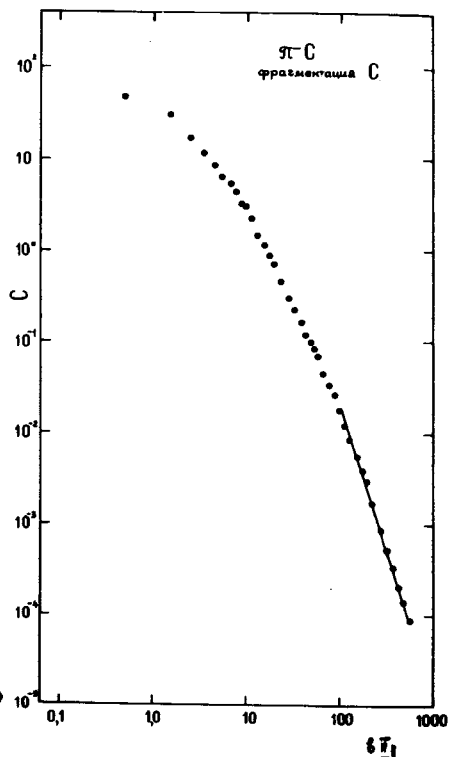


Рис.3. Зависимость коррелятора C от переменной $b_{II\ 1}$, вычисляемой относительно ядра мишени.

Рис.2. Зависимость коррелятора C от переменной b_{12} .



6 порядков. Корреляционная длина мала и равна $\sim 1/\tau$ для длины, на которой значение функции $C(b_{12})$ падает в e раз/. При значении $b_{12} \approx 5$ величина $C(b_{12})$ уменьшается в 10 раз, а при $b_{12} \approx 10$ составляет 2% от максимального.

Представляет интерес рассмотреть корреляции частиц, образующихся в области, близкой к ядру-мишени в пространстве относительных скоростей со всеми остальными частицами. На рис.3 представлена корреляционная функция $C(b_{II\ 1})$:

$$C(b_{II\ 1}) = \frac{1}{\sigma} \int_0^{b_{12}^+} \int_0^{b_{12}^-} W(b_{II\ 1}, b_{II\ 2}, b_{12}) \frac{db_{II\ 2}}{FK_{II\ 2}} \frac{db_{12}}{FK_{12}} -$$

$$- \frac{1}{\sigma^2} W(b_{II\ 1}) \int_0^{b_{12}^+} \frac{W(b_{II\ 1})}{FK_{II\ 2}} db_{II\ 2} \int_{b_{12}^-}^{b_{12}^+} \frac{W(b_{12})}{FK_{12}} db_{12} . \quad /24/$$

Здесь производилась нормировка

$$\int_0^{\infty} \frac{W(b_{12})}{FK_{12}} db_{12} = 1. \quad /25/$$

Как видно из рисунка, функция $C(b_{II1})$ также монотонно убывает с ростом значений b_{II1} ; ее величина вблизи верхней кинематической границы уменьшается на 6 порядков. В области $b_{II1} > 120$ функцию $C(b_{II1})$ можно аппроксимировать аналитической зависимостью

$$C(b_{II1}) = Ab_{II1}^{-c}, \quad /26/$$

где $c = 3,15 + 0,04$.

В работах ^{/6,18/} было показано, что в π^-C -взаимодействиях наблюдается рождение двух струй адронов: 1/ в области фрагментации мишени и 2/ в области фрагментации налетающего π^- -мезона. Распределение пионов по квадрату четырехмерной скорости b_k относительно оси струй в обоих случаях одинаково ^{/6/}. Здесь же представляет интерес проанализировать как корреляции частиц внутри струй, так и корреляции частиц из разных струй.

Струи пионов выделялись аналогично тому, как это описано в работе ^{/6/}. В области фрагментации мишени к струе относились такие пионы, для которых величина ^{/7/}

$$x_C = \frac{(P_I P_I)}{(P_I P_{II}) - m_I m_{II} - (P_{II} P_I)} \geq 0,2, \quad /27/$$

а величина

$$x_{\pi} = \frac{(P_{II} P_I)}{(P_I P_{II}) - m_I m_{II} - (P_I P_I)} \leq 0,2. \quad /28/$$

Здесь P_I, P_{II} - четырехимпульсы взаимодействующих объектов, P_I - 4-мерный импульс вторичного пиона. В области фрагментации налетающего π^- -мезона к струе относились частицы с величиной $x_{\pi} \geq 0,2$, $x_C \leq 0,2$. Отбирались струи с множественностью заряженных частиц $n_{\pm} \geq 2$. Процедура нахождения оси струй в пространстве относительных скоростей подробно описана в ^{/8/}. Корреляционная функция $C(b_k)$ в этом случае записывается следующим образом:

$$C(b_k) = \frac{1}{\sigma} \int_0^{10} \int_{b_{ik}^-}^{b_{ik}^+} W(b_i, b_k, b_{ik}) \frac{db_i}{FK_i} \frac{db_{ik}}{FK_{ik}} - \frac{1}{\sigma^2} W(b_k) \int_0^{10} \frac{W(b_i)}{FK_i} db_i \int_{b_{ik}^-}^{b_{ik}^+} \frac{W(b_{ik})}{FK_{ik}} db_{ik}. \quad /29/$$

Здесь b_i и b_k - квадраты четырехмерных скоростей i -й и k -й частиц в событии относительно оси струй, определенной либо в области фрагментации мишени, либо в области фрагментации налетающего π^- -мезона.

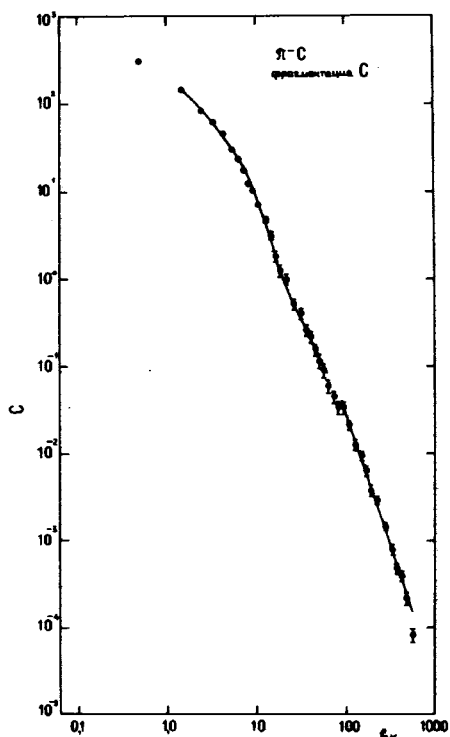


Рис.4. Зависимость коррелятора C от переменной b_k , вычисляемой относительно оси струй, образующихся в области фрагментации ядра-мишени.

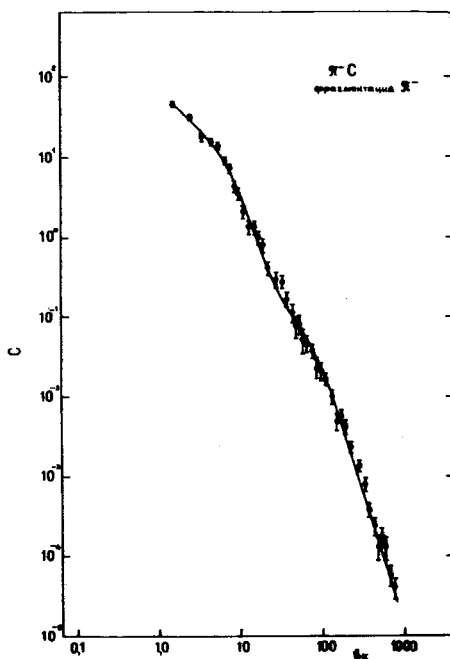


Рис.5. Зависимость коррелятора C от переменной b_k , вычисляемой относительно оси струй, образующихся в области фрагментации налетающего π^- -мезона.

Поведение функции $C(b_k)$ для обеих областей показано на рис. 4 и 5. Интеграл по b_i от 0 до 10 включает практически все частицы струи. Поэтому представленная функция описывает корреляции частиц как внутри струи /в области $b_k \leq 10/$, так и корреляции частиц, принадлежащих данной струе, со всеми остальными частицами в событии, в том числе и с частицами другой струи. Как видно из представленных рисунков, поведение функции $C(b_k)$ для обеих струй одинаково. Ее величина монотонно и довольно быстро убывает.

вает с ростом значений b_k , но не обращается в нуль даже вблизи кинематической границы. Это свидетельствует о приближенном асимптотическом характере принципа ослабления корреляций в применении к частицам разных струй.

Полученные распределения в области $b_k < 100$ можно аппроксимировать зависимостью

$$C(b_k) = A_1 e^{-c_1 b_k} + A_2 b_k^{-c_2}, \quad /30/$$

где параметры c_1 и c_2 равны:

$$\begin{aligned} c_1 &= 0,28 \pm 0,01 \\ c_2 &= 1,76 \pm 0,03 \end{aligned} \quad \text{для фрагментации мишени;}$$

и

$$\begin{aligned} c_1 &= 0,28 \pm 0,02 \\ c_2 &= 1,60 \pm 0,06 \end{aligned} \quad \text{для фрагментации } \pi^- \text{-мезона.}$$

В области $b_k > 100$ функция $C(b_k)$ аппроксимируется степенной зависимостью

$$C(b_k) = A_3 b_k^{-c_3} \quad /31/$$

с величиной параметра c_3 , равной

$$c_3 = 3,09 \pm 0,08 \quad \text{для фрагментации ядра}$$

и

$$c_3 = 3,22 \pm 0,09 \quad \text{для фрагментации } \pi^- \text{-мезона.}$$

Результаты аппроксимации показаны на рисунках сплошной линией.

Приведенные примеры, на наш взгляд, убедительно показывают, что корреляционная длина в пространстве относительных четырехмерных скоростей для множественного рождения частиц достаточно мала: $b_{12}^k = 1 \div 2$. Величины рассмотренных корреляторов довольно быстро уменьшаются с ростом значений b_{ik} ; при $b_{ik} = 10$ они падают до величины $\sim 2 \div 3\%$.

Примерно одинаковое поведение корреляционных функций как для частиц внутри струй, так и между струями показывает, что принцип ослабления корреляций является достаточно общей и универсальной статистической закономерностью, характеризующей кварк-глюонную материю. Он, в частности, позволяет уверенно прогнозировать результаты экспериментов по столкновению ядро-ядро при высоких энергиях. В то же время даже при $b_{ik} > 100$ зависимость одномерного коррелятора от b_{ik} не совпадает с поведением коммутато-

ров свободных полей кварков и глюонов. В этой связи исследование предложенных в настоящей статье корреляторов при предельно высоких энергиях представляет значительный интерес.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудничеству по обработке снимков с пропановой камеры за предоставление экспериментального материала.

Литература

1. Baldin A.M. Nucl.Phys., 1985, A434, p.695c.
2. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguyen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, p.611.
3. Benecke J. et al. Phys.Rev., 1969, vol.188, p.2159; Chou T.T., Yang C.N. Phys.Rev.Lett., 1970, vol.25, p.1072.
4. Feynman R. Phys.Rev.Lett., 1969, vol.23, p.1415.
5. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, P2-4548, Дубна, 1969.
6. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ. №3-84, Дубна, 1984, с.5.
7. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984; ДАН СССР, 1984, 279, с.1352.
8. Черников Н.А. ЭЧАЯ, 1973, 4, вып.3, с.773.
9. Бубелев Э.Г. Изв.АН СССР, сер.физ., 1967, 31, с.1487.
10. Беляков В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1968, т.8, с.197.
11. Wick G. Preprint CERN 73-3, Geneva, 1973.
12. BBCDSSTTU-BW Collaboration. Phys.Lett., 1972, 39B, p.371; Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.1013.
13. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-317, Dubna, 1984; Балдин А.М. и др. ЯФ, 1984, т.39, с.1215.