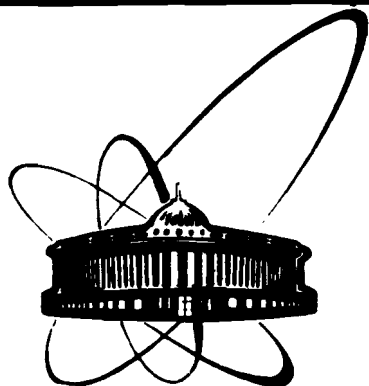


89-639



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Г 859

P1-89-639

В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, Я.Плюта,
Т.Б.Прогулова, М.Султанов *, П.Тас

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
И РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ФОРМИРОВАНИЯ
АДРОННЫХ СТРУЙ И БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ

РЕЛЯТИВИСТСКИХ АДРОНОВ И ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Самаркандский государственный университет

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе представлены результаты анализа интерференционных корреляций в адронных струях, выделяемых инвариантным методом, в начальных импульсах $40 \text{ ГэВ}/c$. Получены также данные по двухчастичным корреляциям протонов в барионных кластерах, выделяемых аналогичным способом в С-столкновениях при $4,2 \text{ ГэВ}/c$ на нулон. Интерес к таким исследованиям связан с представлениями о кварковой структуре адронов и ядер. В связи с этим была высказана гипотеза о том, что характеристика адронных струй не зависит от происхождения и свойств четной кварковой системы (типа взаимности), а определяются динамикой процесса адронизации. Действительно, результаты исследований, проводимых в лаборатории высоких энергий ОЯИ, показали, что многие свойства адронных струй, рассматриваемых в простейшем отношении к нейтральным и заряженным типам взаимности, как e^+e^- аннигиляция и культирование π -С-взаимности. Существует много данных по исследованию интерференционных корреляций в струях, релятивистских в процессах e^+e^- аннигиляции; интерференционные эффекты исследовались также в т.н. центральных струях в пр-столкновениях при $\sqrt{s} = 63 \text{ ГэВ}$. Для мягких струй в адрон-адронных столкновениях и в ядерных процессах подбых исследования пока не проводилось.

Анализ интерференционных корреляций проводится, как правило, с целью определения пространственно-временных характеристик процесса эмиссии частиц в столкновении частиц и ядер при высоких энергиях 10^{11} . В последнее время часто обсуждается влияние других факторов на поведение двухчастичной корреляционной функции $12,13$. Проводятся также работы по включению интерференционных эффектов в существующие модели множественной генерации 14 .

Результаты экспериментальных исследований показали ряд интересных закономерностей. Они рассматриваются детально в обзорных работах $15,16$. Одним выводом является к тому, что в адронных столкновениях характерные размеры, получаемые из анализа интерференционных корреляций, соответствуют значениям $\approx 1/2 \text{ фм}$ $17,18$, для лептонных процессов они систематически меньше; в ядерных столкновениях размер области формирования сравним с размером меньшего и статистически ядер $20,21$.

Наряду с изучением интерференционных корреляции в адронных струях проводится анализ этих явлений в барионных кластерах, выделяемых в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях²². Некоторые свойства кластеров имеют универсальный характер так же, как и в пионных струях, хотя они расположены в совсем другой области кинематических переменных. Поэтому представляет интерес получить данные по размерам области испускания протонов, принадлежащих выделенным кластерам.

В этой работе струи (кластеры) выделялись по методу минимизации суммы квадратов относительных четырехмерных скоростей. Струи, образующиеся в области фрагментации пучка и в области фрагментации мишени, рассматривались отдельно. Анализ проводился в системе центра масс π -р ($P_{\pi} = 40 \text{ ГэВ/с}$). Размеры области эмиссии протонов определялись в лабораторной системе координат, а также в системе покоя кластера.

2. МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ СТРУИ (КЛАСТЕРОВ)

В ПРОСТРАНСТВЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ СКОРОСТЕЙ

Для описания процессов образования адронных струй и барионных кластеров были использованы релятивистски-инвариантные безразмерные величины⁵:

$$b_{ik} = - \left[\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right]^2 = (u_i - u_k)^2, \quad (1)$$

где P_i, P_k - четырехимпульсы, m_i, m_k - массы, u_i, u_k - четырехмерные скорости рассматриваемых частиц. Струи (кластеры) определяются при этом как группы частиц с малыми значениями b_{ik} . Центр струи определяется как

$$V_{\alpha} = \frac{\sum u_i}{\sqrt{(\sum u_i)^2}}. \quad (2)$$

Как было показано¹⁻⁵, в исследуемых нами взаимодействиях в основном выделяется две струи. Для их разделения минимизировалась величина

$$A_2 = \min \left[- \sum_k (V_{\alpha} - u_k^{\alpha})^2 - \sum_l (V_{\beta} - u_l^{\beta})^2 \right]. \quad (3)$$

Для минимизации A_2 в каждом событии с множественностью вторичных заряженных пионов (протонов) n_{\pm} рассматривались все возможные разбиения этих частиц на две группы. Из всего набора значений A_2 , соответствующих каждому разбиению, отбиралась такая комбинация,

которая давала минимальное значение этой величины. При этом определялись значения V_{α} и V_{β} , соответствующие центрам выделенных струй. Расстояние между струями в пространстве 4-скоростей определяет величина

$$b_{\alpha\beta} = - (V_{\alpha} - V_{\beta})^2. \quad (4)$$

Для определения области образования струй и кластеров использовались релятивистски-инвариантные переменные x_{en} и x_{em} , которые характеризуют долю уносимых ими 4-импульсов сталкивающихся частиц:

$$x_{en} = \frac{M_{\alpha(\beta)}}{m_I} \frac{(V_{\alpha(\beta)} u_{II})}{(u_I u_{II})}, \quad (5)$$

$$x_{em} = \frac{M_{\alpha(\beta)}}{m_{II}} \frac{(V_{\alpha(\beta)} u_I)}{(u_I u_{II})},$$

где $M_{\alpha(\beta)}$ - эффективная масса кластера α или β , m_I - масса налетающей частицы, m_{II} - масса мишени.

Конкретные критерии, введенные для выделения струй и кластеров, будут обсуждаться ниже.

3. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В СТРУЯХ, ВЫДЕЛЯЕМЫХ В π^- -р- И π^+ -С-СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

Струйные характеристики вторичных пионов, зарегистрированных в 2-метровой пропановой пузырьковой камере, облученной в пучке π^- -мезонов с импульсами 40 ГэВ/с, анализировались в наших предыдущих работах¹⁻⁵. Отдельно рассматривались взаимодействия пионов с нуклонами и ядрами углерода. Свойства струй изучались как традиционным способом с использованием переменных "сферисити" и "траст"²⁻⁴, так и в рамках инвариантного подхода⁵. В результате были выработаны критерии выделения струй, которые использовались в этой работе.

Струи выделялись в событиях с числом вторичных пионов $n_{\pi^{\pm}} \geq 4$. Во всех рассматриваемых событиях определялась величина $b_{\alpha\beta}$ и вычислялись значения переменных x_{en} и x_{em} для каждой из выделенных струй. Считалось, что две струи разделяются в пространстве относительных 4-скоростей, если для них выполняется условие $b_{\alpha\beta} \geq 10$. Двумерное распределение по x_{en} и x_{em} для струй, выделенных в π^- -взаимодействиях, представлено на рис.1.

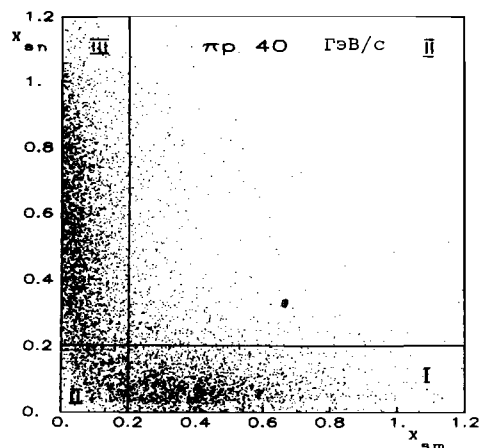


Рис.1. Распределение струй пионов по переменным $x_{ан}$ и $x_{ам}$ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с.

Область больших значений переменной $x_{ан}$ соответствует области фрагментации пучка, большие значения $x_{ам}$ соответствуют области фрагментации мишени.

Выделение соответствующих групп пионов проводилось по следующим критериям:

- 1) область фрагментации мишени: $x_{ам} \geq 0,2$ и $x_{ан} < 0,2$;
- 2) центральная область: $(x_{ан} \geq 0,2$ и $x_{ам} \geq 0,2)$ или $(x_{ан} < 0,2$ и $x_{ам} < 0,2)$;
- 3) область фрагментации пучка: $x_{ан} \geq 0,2$ и $x_{ам} < 0,2$.

Эти области отмечены на рис. 1. Статистика событий и числа пионов в выделенных областях приведены в таблице 1.

Таблица 1. Статистика событий и числа p^\pm -мезонов в эксперименте

область	$\bar{p}p$		$\bar{p}C$	
	$N_{\text{событий}}$	N_{p^\pm}	$N_{\text{событий}}$	N_{p^\pm}
все p^\pm	17352	88434	8307	58900
фрагментация пучка	5187	17199	1483	5049
фрагментация мишени	4292	13865	2605	10388
центральная область	1896	11528	799	6453

Физическая интерпретация происхождения струй адронов в областях фрагментации (I и III) связана с адронизацией кварка и дикварка из пиона и протона, не участвующих в $\bar{p}p$ -взаимодействии. Группа пионов в центральной области - результат адронизации взаимодействующих кварков. Эффект кластеризации, связанный с фрагментацией пучковой частицы и мишени, демонстрирует рис. 2.

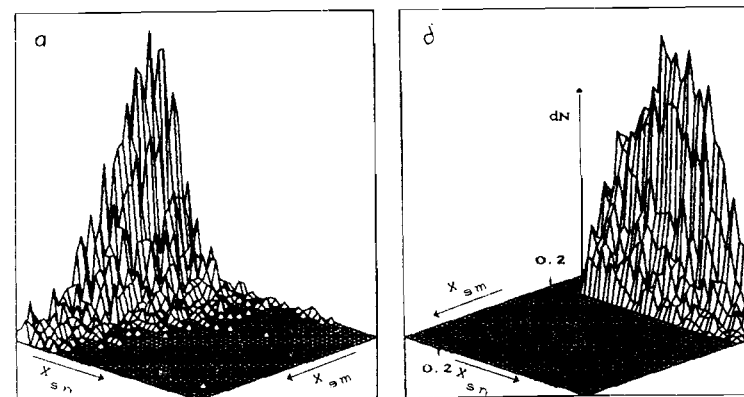
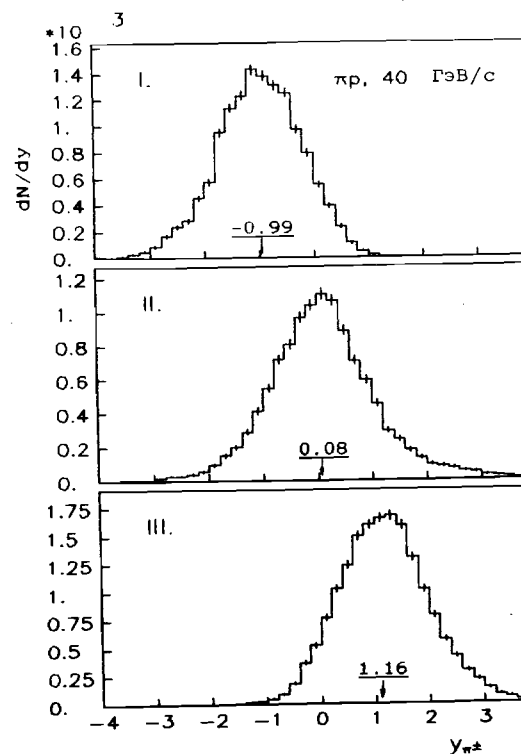


Рис. 2. Эффект кластеризации в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. а - распределение по $x_{ан}$ и $x_{ам}$ для струй, выделенных в области фрагментации пучка; б - распределение по $x_{ан}$ и $x_{ам}$ для второй струи в тех же событиях.



Выделение одной струи в области фрагментации пучка по приведенным выше критериям (рис. 2 б) соответствует локализации второй струи в области фрагментации мишени (рис. 2 а). Центральная область соответствует событиям, в которых не наблюдается четкой двухструйной картины в представленном выше смысле. Быстротные распределения пионов в системе центра инерции $\bar{p}p$ для трех выделенных областей представлены на рис.3.

Рис. 3. Распределение по быстротам p^\pm -мезонов в трех выделенных областях (см. текст).

Разница средних значений быстрот для пионов из области фрагментации пучка и области фрагментации мишени больше 2 и превышает двукратное значение дисперсии самих распределений. Среднее значение скорости и форма скоростного распределения для пионов из центральной области соответствуют их симметричной эмиссии в системе центра инерции \bar{p} -р. Анализ интерференционных корреляций проводился отдельно для пионов из разных выделенных областей. Для сравнения приводятся также данные, полученные для всех \bar{p} -р и \bar{p} -с- взаимодействии с числом вторичных пионов $n_{\pi} \geq 2$.

Эффект двухчастичных корреляции в области малых относительных импульсов изучается экспериментально путем определения двухчастичной корреляционной функции в виде отношения

$$R(\vec{q}, q_0) = \frac{\rho(\vec{q}, q_0)}{\rho_{\Phi}(\vec{q}, q_0)}, \quad (6)$$

где $\rho(\vec{q}, q_0)$ - плотность пар тождественных частиц в фазовом пространстве, $\rho_{\Phi}(\vec{q}, q_0)$ - плотность пар в условиях отсутствия корреляции. Здесь $\vec{q} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$, $q_0 = E_1 - E_2$; \vec{p}_1, \vec{p}_2 и E_1, E_2 - импульсы и энергии частиц, составляющих пару. Для параметризации корреляционной функции применяются разные модельные предположения. Если пространственно-временное распределение источников можно представить в виде нормальных распределений - двухчастичная корреляционная функция определяется выражением^[11]

$$R(\vec{q}, q_0; r_0, \tau_0) = A (1 + \lambda e^{-\vec{q}^2 r_0^2 - q_0^2 \tau_0^2}). \quad (7)$$

где r_0 и τ_0 определяют пространственные и временные характеристики процесса эмиссии частиц соответственно; λ - феноменологический параметр, учитывающий "силу" эффекта; A - нормировочный множитель. При таком виде параметризации среднеквадратичный радиус области эмиссии частиц равен $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3} r_0$.

В нашем случае из-за ограниченной статистики экспериментальных данных анализировались одномерные распределения $R(\vec{q}; r_0)$ введением обрезания по q_0 ; ($q_0 < 0,2$ ГэВ). Экспериментальные распределения аппроксимировались формулой

$$R(\vec{q}; r_0) = A (1 + \lambda e^{-\vec{q}^2 r_0^2}). \quad (8)$$

Определение плотности пар частиц в случае отсутствия корреляции сводится обычно к построению т.н. фоновых распределений. Идеальное фоновое распределение должно, однако, сохранять все корреляционные характеристики, не связанные с интерференционным эффектом. Для по-

строения фоновых распределений берутся или пары нетождественных частиц из данного события или пары тождественных частиц из разных событий. Каждый из этих методов имеет свои преимущества и недостатки. Например, первый из них чувствителен к эффектам, связанным с рождением резонансов; второй не учитывает закона сохранения энергии-импульса.

Для сравнения обоих методов построения фоновых распределений были получены экспериментальные корреляционные распределения пионов для всех \bar{p} -р- взаимодействий. Рис. 4 а представляет распределение по q^2 для π^- -мезонов, в котором фоновое распределение было построено путем перемешивания отрицательных пионов из разных событий. Рис. 4 б демонстрирует аналогичное распределение для π^+ -мезонов, где в фоновом распределении были использованы пары нетождественных пионов в рамках данного события. В этом случае результаты аппроксимации обоих распределений по формуле (8) совпадают.

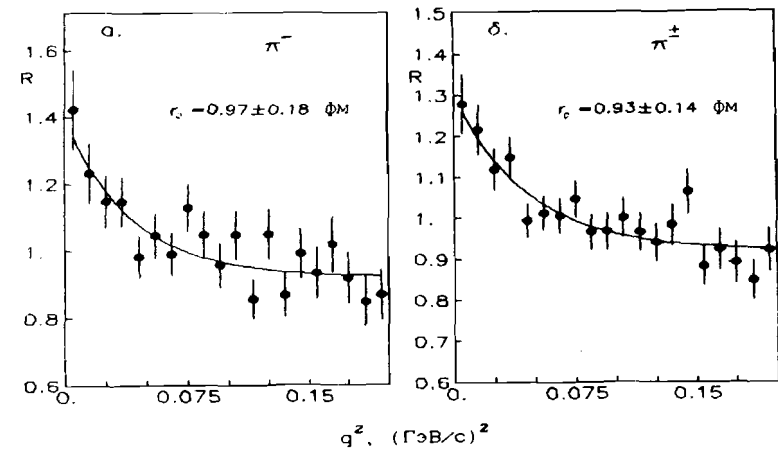


Рис. 4. Распределения по $R(q^2)$, полученные с использованием разных методов построения фоновых распределений (см. текст).

В наших прежних работах применялся второй метод^[19,20]. В настоящей работе мы остановились на первом способе. Разделение всех пионов в данном событии на две группы частиц (струи) вводит дополнительные корреляции между частицами в рамках выделенной группы (минимальное расстояние в пространстве 4-скоростей). Отдельные струи, как целое, расположены в разных точках фазового пространства (см рис 1). Перемешивание пионов из струй, рожденных в разных событиях, не

содержит корреляций, связанных с разделением пионов на группы в рамках данного события. Поэтому этот метод не может применяться для построения фонового распределения в представленном выше смысле. Распределения нетождественных частиц в струе не содержат интерференционных эффектов, но сохраняют другие корреляции, связанные со структурой события.

Рис 5. демонстрирует результаты анализа интерференционных корреляции в струях, выделенных в \bar{p} - p взаимодействиях при 40 ГэВ/с. На рис. 5 (а,б,в) показаны корреляционные распределения для пионов из трех областей (III, I, II,) соответственно. Распределение на рис. 5 г получено путем коррелирования пионов, взятых из разных групп, которые выделялись в результате минимизации величины A_2 (см. формулу 3). В этом случае не наблюдается интерференционных корреляции, хотя существуют пары пионов, попадающие в область эффекта.

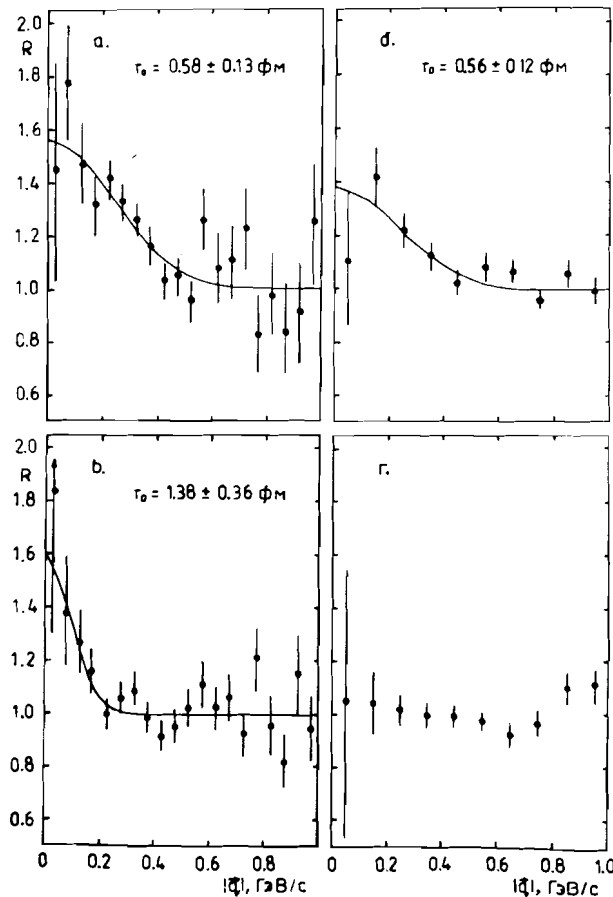


Рис. 5.
Распределения по $R(q)$ для пионов из разных выделенных областей;
а - область фрагментации пучка,
б - область фрагментации мишени,
в - центральная область,
г - пионы из разных групп.

Результаты аппроксимации экспериментальных распределений по формуле (8) представлены в таблице 2.

область	τ_0 , фм	λ	$\chi^2 / \text{с.т.св}$
все \bar{p}	$0,93 \pm 0,14$	$0,42 \pm 0,07$	1,05
фрагментация пучка	$0,58 \pm 0,13$	$0,56 \pm 0,12$	0,82
фрагментация мишени	$0,56 \pm 0,12$	$0,37 \pm 0,16$	1,10
центральная область	$1,38 \pm 0,36$	$0,58 \pm 0,27$	0,95

Размеры области эмиссии пионов, полученные для области фрагментации пучка и фрагментации мишени, значительно меньше размеров, полученных для всех пионов в событиях, и составляют меньше половины размера, полученного для пионов из центральной области. По абсолютной величине они сравнимы с размерами, которые характерны для процессов e^+e^- -аннигиляции $^{e^+e^-}$. Интерференционные корреляции в этих процессах анализируются обычно в зависимости от переменной Q - четырехмерной разности импульсов пионов, составляющих пару.

$$Q^2 = -(P_1 - P_2)^2, \quad (9)$$

где P_1, P_2 - 4-импульсы пионов.

На рис. 6 а представлено полученное нами корреляционное распределение по переменной Q для пионов из области фрагментации пучка. Для сравнения, на рис. 6 б приведено аналогичное распределение для пионов, регистрируемых в реакции e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 29$ ГэВ/с.

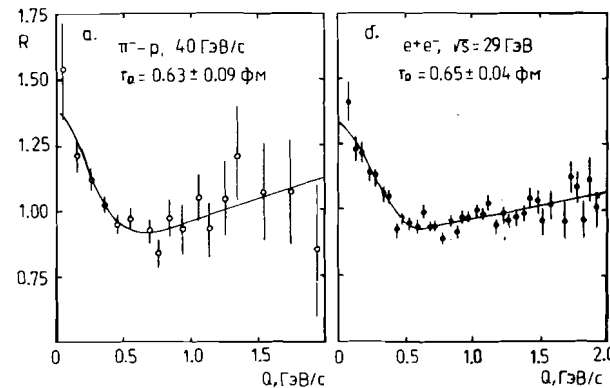


Рис. 6.
Распределения $R(Q)$.
а - пионы из области фрагментации пучка в \bar{p} - p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с,
б - пионы из реакции e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 29$ ГэВ/с.

Распределение аппроксимировалось формулой, учитывающей медленный рост корреляционной функции вне области интерференционного эффекта¹⁶:

$$R(Q,r) = A (1 + \lambda e^{-Q^2 r^2}) (1 + \gamma Q) , \quad (10)$$

Результаты аппроксимации представлены в таблице 3. Полученные значения совпадают, хотя относятся к совсем разным типам реакции.

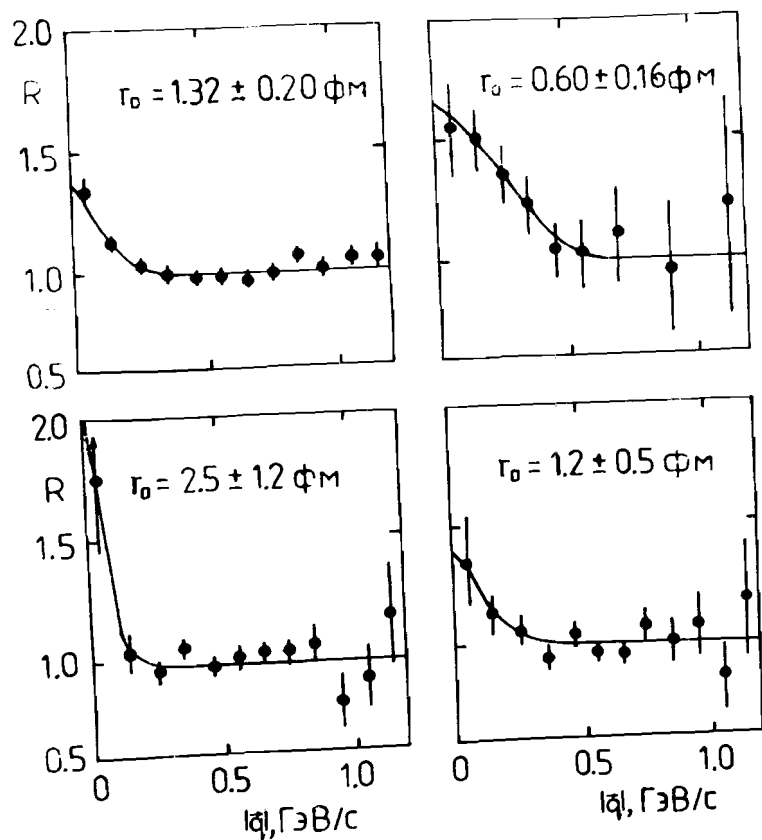


Рис. 7. Распределения по $R(q)$ для пионов из разных выделенных областей в $\bar{p}p$ -столкновениях при 40 ГэВ/с. а - все данные, б - область фрагментации пучка, в - область фрагментации мишени, г - центральная область.

Таблица 3. Результаты аппроксимации по формуле (10)

реакция	r , фм	λ
$\bar{p}p$, 40 ГэВ/с, область фрагмент. пучка	$0,63 \pm 0,09$	$0,55 \pm 0,09$
e^+e^- , $\sqrt{s} = 29$ ГэВ ¹⁶	$0,65 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,04$

На рис. 6 и в таблице 4 представлены результаты, полученные для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с. В этом случае также размеры, полученные для пучковой струи, близки размерам, характерным для лептонных процессов. Остальные размеры больше, чем в случае $\bar{p}p$ -столкновений, что может быть связано с увеличением массы мишени.

Таблица 4. $\bar{p}p$ взаимодействия при 40 ГэВ/с

область	r_0 , фм	λ	$\chi^2/N_{св}$
все $\bar{p}p$	$1,32 \pm 0,20$	$0,34 \pm 0,08$	1,62
фрагментация пучка	$0,65 \pm 0,28$	$0,68 \pm 0,28$	0,85
фрагментация мишени	$1,20 \pm 0,51$	$0,33 \pm 0,20$	1,15
центральная область	$2,5 \pm 1,2$	$1,3 \pm 0,7$	1,35

4. РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ЭМИССИИ ПРОТОНОВ В БАРИОННЫХ КЛАСТЕРАХ, ВЫДЕЛЯЕМЫХ В С-С-СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ 4,2 ГЭВ/С НА НУКЛОН

Выделение и анализ свойств барионных кластеров в столкновениях релятивистских ядер позволяет получить сведения о механизмах ядерных взаимодействий, дает также возможность изучить роль адронных и кварковых степеней свободы в процессах рождения и эмиссии частиц. В наших предыдущих работах рассматривались кластеры протонов в столкновениях легких ядер с ядрами углерода; определялась возможность их надежного выделения и исследовались их свойства в пространстве относительных 4-скоростей²². Параллельно проводились исследования размеров области эмиссии протонов в тех же реакциях²³. В настоящей работе используются разработанные ранее методы анализа для определения размеров области испускания протонов в барионных кластерах.

Методические вопросы, связанные с выделением кластеров и определением размеров области испускания протонов по методу двухчастичных корреляции, описаны детально в наших других работах^{22,23/}. Принцип выделения кластеров соответствует представленному выше методу выделения адронных струй. Считалось, что в событии можно выделить кластеры, если расстояние между группами протонов в пространстве 4-скоростей (формула 4) удовлетворяет условию $b_{\alpha\beta} \geq 1$. Минимальная множественность протонов в кластерах составляла $n_p = 2$. Дальнейший анализ проводился для кластеров, образующихся в области фрагментации ядра-мишени. Из анализа исключались спектаторные протоны с импульсами $\langle p_{\text{лаб}} \leq 250 \text{ МэВ/с} \rangle$. Для сохранения соответствия с нашими прежними работами по определению размеров области эмиссии анализ двухчастичных корреляции проводился для протонов с импульсами меньше 1 ГэВ/с.

Согласно разработанной методике, сначала определялись средние значения двухчастичной корреляционной функции протонов в области эффекта, т.е. для значений переменной k^* в интервале $\langle 10 \leq k^* \leq 60 \rangle$ МэВ/с. Здесь k^* обозначает импульс одного из коррелированных протонов в собственной системе покоя пары. Как и в прежних работах, анализ проводился для протонов из разных интервалов импульсов в лабораторной системе отсчета. Дополнительно проводился аналогичный анализ в системе покоя кластера. Результаты сравнивались с данными работы^{23/}, в которой определялись размеры области эмиссии протонов без выделения кластеров. Сводка результатов приведена в таблице 5.

Таблица 5. Средние значения двухпротонной корреляционной функции в области эффекта $\langle 10 \leq k^* \leq 60 \rangle$

$\langle p_p \rangle$ ГэВ/с	все данные ^{23/}	кластер (лаб. сист.)	кластер (сист. кластера)
≥ 0.2	1.3 ± 0.1	1.3 ± 0.2	1.5 ± 0.2
≥ 0.3	1.5 ± 0.2	1.4 ± 0.2	1.6 ± 0.3
≥ 0.4	1.7 ± 0.3	1.6 ± 0.3	1.7 ± 0.4
≥ 0.5	1.9 ± 0.4	2.1 ± 0.4	1.5 ± 0.5

Для определения размеров области испускания протонов проводилось моделирование корреляционного эффекта с использованием теоретической корреляционной функции^{24,25/} и с учетом конкретных экспериментальных условий^{26/}. В результате получены значения среднеквадратичных радиусов области испускания протонов.

Таблица 6. Значения $\langle r_c^{2,1/2} \rangle$ области эмиссии протонов в СС - взаимодействиях при $p=4,2 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон

$\langle p_p \rangle$ ГэВ/с	все данные ^{23/}	кластер (лаб. сист.)	кластер (сист. кластера)
≥ 0.2	$3,2 \pm 0,6$ $- 0,4$	$3,2 \pm 1,5$ $- 0,7$	$2,7 \pm 0,6$ $- 0,5$
≥ 0.3	$2,7 \pm 0,6$ $- 0,5$	$2,9 \pm 0,8$ $- 0,6$	$2,5 \pm 0,8$ $- 0,6$
≥ 0.4	$2,3 \pm 0,7$ $- 0,5$	$2,5 \pm 0,8$ $- 0,6$	$2,3 \pm 0,9$ $- 0,6$
≥ 0.5	$1,8 \pm 0,7$ $- 0,5$	$1,7 \pm 0,6$ $- 0,4$	$2,7 \pm 1,6$ $- 0,8$

$\langle r_c^{2,1/2} \rangle = (2.52 \pm 0.03) \text{ фм}^{27/}$

Представленные в таблице результаты показывают совпадение размеров области испускания протонов в кластерах и во всей совокупности протонов. Интересное свойство наблюдается для системы покоя кластера. Здесь исчезает зависимость размеров области эмиссии от импульсов протонов. Полученные значения среднеквадратичных радиусов совпадают в этом случае с $\langle r_c^{2,1/2} \rangle$ ядра углерода. В модели независимых одночастичных источников эффекты двухчастичных корреляции зависят от скорости системы отсчета, в которой проводится анализ^{24,28/}. Коррелированная эмиссия протонов и несферическая форма области эмиссии могут приводить к усилению парных корреляции с ростом импульсов протонов в лабораторной системе координат^{29/}. Отсутствие этих эффектов в системе покоя кластера свидетельствует в пользу предположения о том, что эта система совпадает с системой покоя источников.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ интерференционных корреляции в мягких p^-p^- и p^-C^- взаимодействиях при $p=40 \text{ ГэВ/с}$ показал:

1. Интерференционные корреляции пионов, образующихся в области фрагментации налетающего пиона, не зависят от массы ядра-мишени (p или C) и совпадают с аналогичными данными, полученными для жестких процессов e^+e^- -аннигиляции.
2. В области фрагментации ядра-мишени наблюдается зависимость размеров области эмиссии пионов от массы мишени (p, C). В p^-p^- взаимодействиях эти размеры совпадают с размерами, полученными

для области фрагментации пучка; в $p\bar{C}$ -взаимодействиях они заметно больше, что, возможно, связано с адронизацией многокварковых систем.

3. Для пионов из центральной области, где не наблюдается четкой двухструйной структуры в событии, размеры области эмиссии значительно больше размеров, полученных для пионов из областей фрагментации сталкивающихся объектов. Они также больше размеров, полученных для всех пионов в $p\bar{p}$ - и $p\bar{C}$ -взаимодействиях. Среднее значение скорости для пионов из этой области близко к нулю в системе центра инерции $p\bar{p}$. Быстротное распределение имеет симметричную форму с дисперсией около единицы. Наблюдаемое явление аналогично результатам, полученным в эксперименте NA35³⁰ для ядро-ядерных столкновений при 200 А ГэВ, хотя абсолютные значения самих размеров заметно отличаются.

4. Размеры области эмиссии протонов в барионных кластерах, выделяемых в CC -столкновениях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, совпадают в системе покоя кластера с размерами ядра углерода. В этой системе не наблюдается зависимости размеров области эмиссии от импульсов протонов.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют новое свойство процессов множественного рождения в мягких, адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях: пространственно-временные характеристики адронных струи, выделяемых инвариантным методом в области фрагментации налетающего адрона, являются универсальным свойством процессов образования струй, не зависящим от типа и природы сталкивающихся объектов.

Авторы глубоко признательны М.И. Подгорецкому и Н. Ангелову за многочисленные полезные обсуждения и участникам Сотрудничества за участие в получении экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. et al. - Z.Phys. C33, 1987, p.363.
2. Гришин В.Г. и др. - ОИЯИ, P1-81-542, Дубна, 1981.
3. Baldin A.M. et al. - JINR, E1-84-317, Dubna, 1984.
4. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, ЯД, 1984, 39, с.1215.
5. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, P1-87-552, Дубна, 1987.
6. H. Aihara et al. - Phys. Rev. D, 1985, 31, 996.
7. M. Althoff et al. - Z.Phys. C, 1986, 30, 355.
8. Juricic I. et al. - Phys. Rev. D, 1989, 39, 1.
9. Åkesson T. et al. - Z.Phys. C6 1987, 36, p.517.
10. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. - ЯД, 1973, 18, с.656.
11. Подгорецкий М.И. - ЭЧАЯ, 1989, т.20, в.3, с.628.
12. Kolehmainen K., Gyulassy M. - Phys.Rev., 1988, 180, p.203.
13. Махлин А.Н., Синюков Ю.М. - ЯД, 1987, 46, с.637
14. Anderson B., Hofmann W. - Phys.Lett., 1986, 169B, p.364.
15. Lörstad B. - LUNFD6/(NFFL-7048), 1988
16. Zajc W.A. - Nevis R#1384, 1987
17. M.Deutschman et al. - Nucl. Phys., 1982, 204B, 333.
18. A.Breakstone et al. - Phys. Lett., 1985, 162B, 400.
19. Ангелов Н. и др. - ЯД, 1981, 33, с.1257.
20. Агакишиев Г.Н. и др. - ЯД, 1984, 39, с.543.
21. Bartke J., Phys.Lett. - 1986, 174, p.32.
22. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, P1-88-331, Дубна, 1988.
23. Agakishiev G.N., et al. - Z. Phys. A, 1987, 327, p.443.
24. Ледницки Р, Любошиц В.Л. - ЯД, 1982, 35, 1316.
25. Гмитро М. и др. - ОИЯИ, P2-86-252, Дубна, 1986.
26. Плюта Я. - ОИЯИ, P1-89-247, Дубна, 1989.
27. Бобченко Б.М. и др. - ЯД, 1979, 30, с.1553.
28. Подгорецкий М.И. - ЯД, 1983, 37, с.455.
29. Аллабердин М.Л. и др. - ОИЯИ, P2-86-731, Дубна, 1986.
30. Bamberger A. et al. - Phys.Lett.B, 1988, 203, p.320.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1989 года.