

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ВВ

P1-99-213

Г.Л.Гогиберидзе¹, Л.К.Геловани¹, Э.К.Саркисян²

ОБРАЗОВАНИЕ ПЛОТНЫХ ГРУПП ЧАСТИЦ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР
ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Институт физики АН Грузии, Тбилиси

²Школа физики и астрономии, Тель-Авивский университет,
Израиль

SCAN-9912054



SERN LIBRARIES, GENEVA

1999

1. ВВЕДЕНИЕ

Проведенные в последнее время многочисленные исследования образования плотных групп частиц в распределениях адронов во множественных процессах [1,2] привели к выводу о том, что наблюдаемые неоднородности в данных распределениях связаны с динамикой процессов, а не являются следствием ограниченности статистики. Было обнаружено, что эффект образования таких динамических флуктуаций носит регулярный характер, т.е. плотные группы частиц появляются при фиксированных значениях полярного угла (псевдобыстроты), образуя так называемые кольцевые события.

Выделить кольцевую структуру можно по наличию максимумов на шкале псевдобыстрот при поиске в событии плотной группы частиц. Впервые такие события наблюдались в экспериментах с космическими лучами, а затем были обнаружены и в ускорительных экспериментах [2]. Следует заметить, что распределения по азимутальным углам, как и по поперечным импульсам в таких событиях достаточно равномерные.

Дальнейшие исследования появления неоднородностей в распределениях рожденных частиц проводились в основном на основе стохастического подхода – перемежаемостной модели, заимствованной из гидродинамики (см. обзоры [1,2]). В рамках этого подхода был выявлен динамический характер флуктуаций, указывающий на перемежаемостную (фрактальную) структуру событий во всех типах взаимодействий [2,3]. Тем не менее обнаруженная стохастическая природа флуктуаций до сих пор не имеет объяснения, несмотря на множество предложенных динамических моделей.

С другой стороны, кольцевая структура хорошо известна из электродинамики – излучение Вавилова–Черенкова. Условия возникновения подобного излучения могут выполняться и в сильных взаимодействиях нуклонов и/или ядер [4,5]. Этот подход был осуществлен в модели когерентного излучения глюонов с конечной длины [5], которая предсказывает интерференционный пик в распределениях по полярным углам в столкновениях кварка с антикварком или с глюоном, тогда как столкновения кварков одного цвета должны приводить к наличию провала в распределении (деструктивная интерференция). Недавние экспериментальные исследования [6,7,8], проведенные на базе этой модели, позволяют говорить о правдоподобности такого кварк-партонового описания.

В настоящей работе нами представлен анализ кольцевых событий в центральных ядро-ядерных столкновениях при промежуточных энергиях. Изучение проведено на основе как стохастического, так и когерентного подходов. В первом случае мы базируемся на одномерной перемежаемостной модели [9], в которой рассматриваются максимальные флуктуации частиц. Когерентная компонента в процессе рождения адронов исследуется на основе модели когерентного излучения глюонов, рассматривающей свойства распределений центров флуктуаций.

Следует отметить, что в ранее проделанных работах [10,11], изучающих максимальные флуктуации, поиск динамических эффектов привел к разным результатам. Если в нашей работе [10] в исследованиях реакций, аналогичных рассматриваемым в настоящем исследовании, эти эффекты не были обнаружены, то в столкновениях адронов 200-400 ГэВ с ядрами эмульсий [11] были обнаружены указания на наличие многочастичных динамических корреляций. Разница в выводах может быть связана с

методом выделения максимальных флуктуаций, когда при поиске плотных кластеров рассматриваются области распределений с наибольшей плотностью вероятности, т.е. максимум в распределении. Для того, чтобы обойти эти трудности, в настоящем исследовании, как при изучении стохастического, так и при поиске когерентного вкладов, мы перешли к “кумулятивной” переменной, которая имеет равномерное распределение [12].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальные данные получены при обработке снимков событий с двухметровой стримерной камеры установки СКМ-200 [13] с внутренними медной (^{64}Cu) и магниевой (^{24}Mg) мишенями. Камера помещалась в магнитное поле 0,8 Тл и облучалась на синхрофазотроне ОИЯИ пучками релятивистских ядер углерода ^{12}C с импульсом 4,5 ГэВ/нуклон и магния ^{24}Mg с импульсом 4,3 ГэВ/нуклон. Стримерная камера управлялась триггером центральных столкновений. Триггер запускал камеру, если в переднем конусе с углом раствора $2,4^\circ$ отсутствовали заряженные частицы с импульсом выше 3 ГэВ/с. Более подробное описание установки приведено в работах [13,14]. Систематические ошибки, связанные с работой триггера, детектированием пионов и протонов низких энергий, примесью электронов, вторичными взаимодействиями в мишени и др., подробно описаны в [15]. Каждая из перечисленных ошибок мала, а их суммарный вклад не превышает 3%.

Просмотр и обработка фильмовой информации проводились ФИАН на просмотрных столах УПС 50/80 методом, разработанным в [16]. Средняя ошибка измерения импульса $\langle \varepsilon_p/p \rangle$ достигает 12%, а для полярного угла вылета $\vartheta - \varepsilon_\vartheta \sim 2^\circ$, что не превышает точности измерения по псевдобыстроте $\varepsilon_\eta = 0,1$, где псевдобыстрота определялась по формуле $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\vartheta/2)$. В 663 событиях С-Cu-взаимодействий отбирались заряженные частицы в интервале псевдобыстроты $\Delta\eta = 0,2 - 2,8$ (в лабораторной системе). Дополнительно из рассмотрения исключались заряженные частицы с поперечным импульсом $p_T > 1$ ГэВ/с, так как отрицательные частицы с таким поперечным импульсом не наблюдались. Основываясь на предположении, что число положительных частиц равно числу отрицательных, влияние вклада протонов, таким образом, сводится к минимуму. Средняя множественность в С-Cu-взаимодействиях составила $22,8 \pm 0,3$. В 14218 Mg-Mg-взаимодействиях рассматривались только отрицательные частицы (пионы с небольшой, $\sim 1\%$, примесью каонов), средняя множественность которых составила $6,20 \pm 0,02$ в интервале $\Delta\eta = 0,4 - 2,4$.

3. МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ПЛОТНЫХ ГРУПП ЧАСТИЦ

Для выделения флуктуаций и их центров была использована следующая процедура. В каждом событии упорядоченные псевдобыстроты сканировались фиксированным “окном” размера $\delta\eta$ вдоль всего рассматриваемого интервала $\Delta\eta$. Выделялись плотные группы с числом частиц δn , попавших в данное окно. Далее, по формуле

$$\eta_0 = (1/\delta n) \sum_{j=1}^{\delta n} \eta_j$$

вычислялись центры тяжести флуктуаций для всех событий.

Как уже говорилось, заключение о вкладе динамических флуктуаций сильно зависит от формы псевдобыстротного спектра и его неравномерность усложняет выделение области по η , в которой динамика взаимодействия проявляется особенно явно. Для того, чтобы избавиться от влияния формы спектра и иметь возможность сравнивать результаты различных экспериментов, распределения по псевдобыстроте были переведены в распределения по “кумулятивной” переменной $\tilde{\eta}$, согласно методу, предложенному в работе [12],

$$\tilde{\eta}(\eta) = \int_{\eta_{\min}}^{\eta} \rho(\eta') d\eta' / \int_{\eta_{\min}}^{\eta_{\max}} \rho(\eta') d\eta' \quad (1)$$

с преобразованной плотностью вероятности $\rho(\tilde{\eta})$, постоянной в интервале [0,1]. Такой переход использовался ранее в исследованиях перемежаемости в столкновениях частиц высоких энергий [1,2], а также применялся в наших предыдущих работах [17,18,19]. Применение [18,19] кумулятивной переменной позволило выделить два существенно разных типа флуктуаций, нивелируемых при усреднении по разным псевдобыстротным окнам, и говорит о возможном неравновесном фазовом переходе в процессе адронизации. Необходимо отметить, что псевдобыстрота является наиболее подходящей переменной для изучения корреляций, обусловленных перемежаемостной структурой во взаимодействиях при высоких энергиях [20].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Распределения центров тяжести флуктуаций

На рис. 1 представлены распределения центров плотных групп частиц в C-Cu-взаимодействиях для разных окон $\delta\tilde{\eta}$ и с разным числом частиц δn в них. Ширины $\delta\tilde{\eta}$ выбраны таким образом, чтобы они были сравнимы с рассмотренными ранее в работах [10,21].

Для $\delta\tilde{\eta} = 0,04$ ($\delta\eta \approx 0,1$) и $\delta\tilde{\eta} = 0,08$ ($\delta\eta \approx 0,2$), показанных на рис. 1а,б соответственно, видна структура со множеством пиков. С увеличением ширины $\delta\tilde{\eta}$ наблюдается тенденция к образованию структуры с двумя пиками, расположенными вблизи одного и того же центра $\tilde{\eta}_0$ для разных δn . При аппроксимации этих двух пиков функцией Гаусса было найдено, что средние значения положений максимумов для групп с различным числом частиц находятся в окрестности $\tilde{\eta}_0 = 0,17$ и $0,57$. После пересчета к исходным переменным η , находим следующие значения для центров пиков: $\eta_0 = 0,60 \pm 0,05 \pm 0,12$ и $1,30 \pm 0,03 \pm 0,10$, где здесь и далее первой указана статистическая ошибка, а второй – систематическая. Расстояние между пиками

$$d_0 = 0,68 \pm 0,06 \pm 0,16. \quad (2)$$

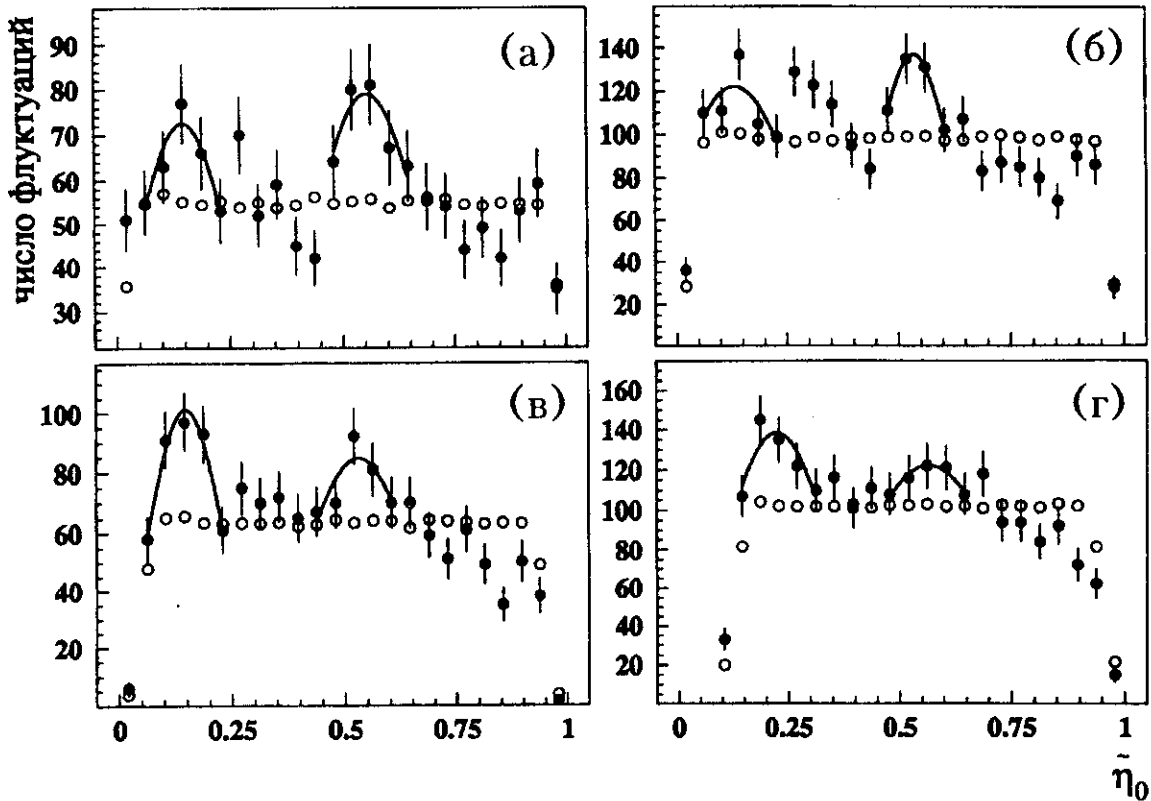


Рис. 1. Экспериментальные (•) и смоделированные (o) распределения центров флуктуаций в С-Си-взаимодействиях для различных $\delta\tilde{\eta}$ и n :
 (а) $\delta\tilde{\eta} = 0,04$, $n = 4$, (б) $\delta\tilde{\eta} = 0,08$, $n = 5$,
 (в) $\delta\tilde{\eta} = 0,12$, $n = 7$, (г) $\delta\tilde{\eta} = 0,2$, $n = 9$.
 Сплошная линия – аппроксимация функцией Гаусса

Аналогичное исследование было проделано для Mg-Mg-взаимодействий, где были измерены треки только отрицательно заряженных частиц. Распределения величин $\tilde{\eta}_0$ даны на рис. 2 в тех же обозначениях, что и на рис. 1. Как и в случае С-Си-взаимодействий, обнаруживается структура с двумя пиками, расположенными в точках $\tilde{\eta}_0 \approx 0,19$ и $0,63$ или, в исходных η -переменных, $\eta_0 = 0,89 \pm 0,03 \pm 0,08$ и $1,63 \pm 0,05 \pm 0,10$, с расстоянием

$$d_0 = 0,75 \pm 0,06 \pm 0,13 \quad (3)$$

между ними. Следует отметить, что схожесть структур $\tilde{\eta}_0$ -распределений для отрицательных частиц и для всех заряженных частиц показывает зарядовую независимость эффекта деструктивной интерференции. С другой стороны, близость значений расстояний (2) и (3) является косвенным доказательством центральности отобранных событий С-Си-взаимодействий и правильности использованных для этого критериев отбора, описанных в разделе 2.

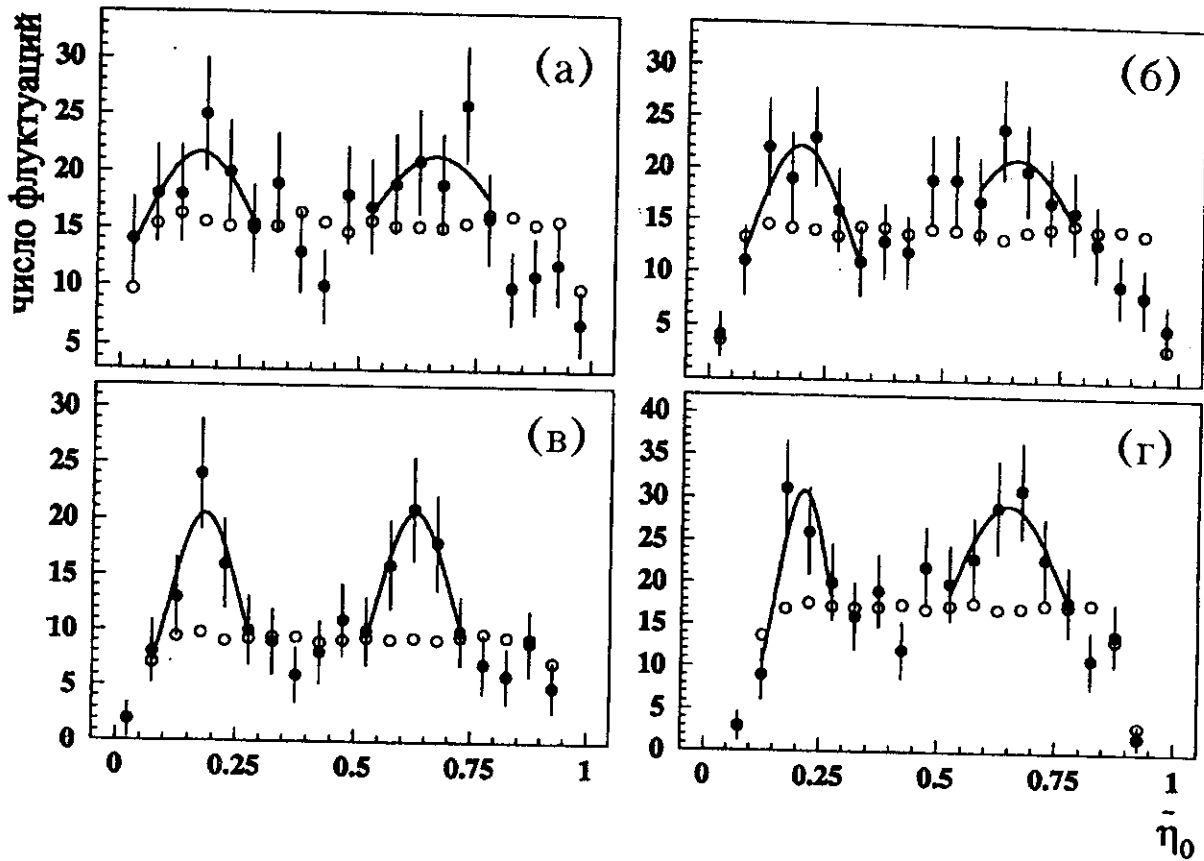


Рис. 2. Экспериментальные (●) и смоделированные (○) распределения центров флуктуаций в Mg-Mg-взаимодействиях для различных $\delta\tilde{\eta}$ и n :
 (а) $\delta\tilde{\eta} = 0,05$, $n = 4$, (б) $\delta\tilde{\eta} = 0,1$, $n = 5$,
 (в) $\delta\tilde{\eta} = 0,15$, $n = 6$, (г) $\delta\tilde{\eta} = 0,25$, $n = 7$.
 Сплошная линия – аппроксимация функцией Гаусса

Для выявления возможного вклада адронных струй в наблюдаемый эффект, дополнительный анализ был проведен с учетом критерия изотропности азимутального распределения частиц. Для события, содержащего n частиц, коэффициент азимутальной асимметрии определялся как [22]

$$\beta = \frac{\sum_{i>j}^n \cos 2(\phi_i - \phi_j)}{\sqrt{n(n-1)}}, \quad (4)$$

где ϕ_i – азимутальный угол i -й частицы.

Для исключения событий со струйной структурой применялось ограничение $\beta < 0$, что уменьшило статистику почти в два раза. Полученные распределения центров флуктуаций приведены на рис. 3. Распределения показаны при тех же $\delta\tilde{\eta}$ и δn , что и без применения критерия азимутальной изотропности, рис. 2.

Структура полученных распределений аналогична структуре распределений на рис. 2: наблюдаются два выделенных пика. Гауссова аппроксимация найденных спек-

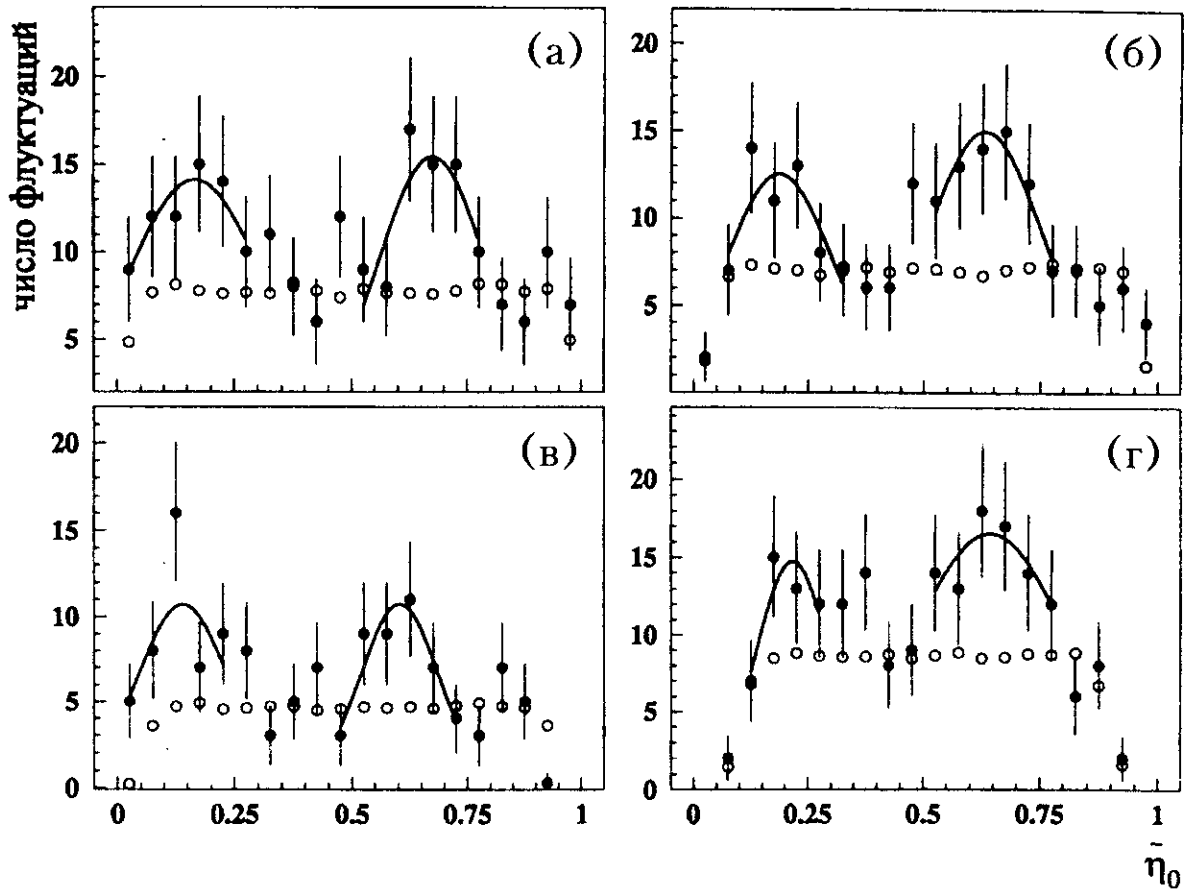


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для событий с азимутальной изотропией (см. текст и формулу (4))

тров дала следующие значения расположения пиков и расстояния между ними: $\eta_0 \approx 0,88, 1,63$, и $d_0 = 0,75 \pm 0,06 \pm 0,15$.

Как видим, исключение узкоструйных событий не повлияло на структуру распределений центров флуктуаций, а равенство значений пиков в этих распределениях и расстояний между пиками с применением β -критерия и без него говорит об азимутальной изотропности кольцевых событий.

Полученный нами спектр с двумя пиками для центральных ядро-ядерных взаимодействий подобен полученному в pp-взаимодействиях [6,7] и указывает на суперпозицию нуклон-нуклонных взаимодействий в ядро-ядерных столкновениях. Найденное значение расстояния между пиками больше, чем в адронных соударениях, где оно составило $d_0 = 0,57 \pm 0,03 \pm 0,12$ и $d_0 = 0,50 \pm 0,15$ в pp-столкновениях при 205-360 ГэВ/c [6] и 400 ГэВ/c [7] соответственно. Данное наблюдение согласуется с теоретическими ожиданиями, предполагая внутриядерные взаимодействия нуклонов [23].

С целью обнаружения вклада динамических корреляций в распределениях центров тяжести флуктуаций, аналогичные распределения были построены из смоделированных одночастичных спектров $\rho(\tilde{\eta})$. Процедура моделирования состояла в следующем. В соответствии с распределением множественностей в экспериментальных событиях, случайным образом генерировалось число треков. Затем частицы распре-

делялись согласно их распределению в реальном спектре $\rho(\tilde{\eta})$. Полное число смоделированных таким образом событий составило 66300 для C-Cu-и 1421800 для Mg-Mg-соударений, т. е. превысило экспериментальную статистику в 100 раз. Статистические свойства этого набора событий полностью соответствуют свойствам ансамбля, который был бы получен смешиванием треков из различных событий с сохранением $\rho(\tilde{\eta})$, и отвечают гипотезе независимого испускания частиц, в которой любая информация о двух или многочастичных корреляциях отсутствует.

Распределение $\tilde{\eta}_0$ для смоделированных событий представлены на рис. 1, 2 и 3 пустыми кружочками. Из рисунков видна значительная разница между экспериментальными распределениями и распределениями, полученными из предположения о некоррелированном характере испускания частиц. В последнем случае наличие каких-либо пиков не наблюдается.

Из сравнения экспериментальных и смоделированных распределений центров флуктуаций, посчитанных для $\delta\tilde{\eta}$ различной ширины и разных множественностей δn , можно сделать вывод о динамическом характере многочастичных флуктуаций. Динамика изучаемой перемежаемой структуры аппелирует к модели когерентного испускания глюонов [5] как к одному из наиболее подходящих механизмов образования наблюдаемых кольцевых событий с азимутальной изотропией.

Для оценки надежности сделанного заключения, мы провели исследование для разных интервалов $\Delta\eta$ и для разных полярных углов ϑ в пределах экспериментальной ошибки $\langle \varepsilon_\vartheta \rangle$. Наблюдаемые характеристики $\tilde{\eta}_0$ -распределений остались без существенных изменений, подтверждая сделанный вывод.

Отмеченная выше зарядовая независимость когерентного механизма формирования динамической флуктуаций может служить дополнительным указанием в пользу когерентного происхождения Бозе-Эйнштейновских корреляций [24].

4.2. Максимальные флуктуации плотностей

На рис. 4 показаны нормированные распределения $(1/N)dN/d\rho_{\max}$ по максимальным флуктуациям плотностей ρ_{\max} для различных $\delta\tilde{\eta}$ в C-Cu-соударениях. Здесь N - число событий, а максимальные флуктуации определены как $\rho_{\max} = \delta n_{\max} / \delta\tilde{\eta}$, где δn_{\max} - максимальное в данном событии число частиц во флуктуации для выбранного окна $\delta\tilde{\eta}$.

Характерной особенностью приведенных распределений является их экспоненциальное убывание для $\rho_{\max} > \langle \rho_{\max} \rangle$. Усредненные по всем множественностям n эти распределения ведут себя аналогично ранее изученным как в наших предыдущих работах [10,21], так и в исследованиях, проведенных для других реакций [11,25,26]. Такое поведение отличается от пуассонового, ожидаемого для процессов со слабой корреляцией рожденных адронов или для моделей мультипериферического или реджевского типов, если принимать во внимание ограниченное число реджеонов.

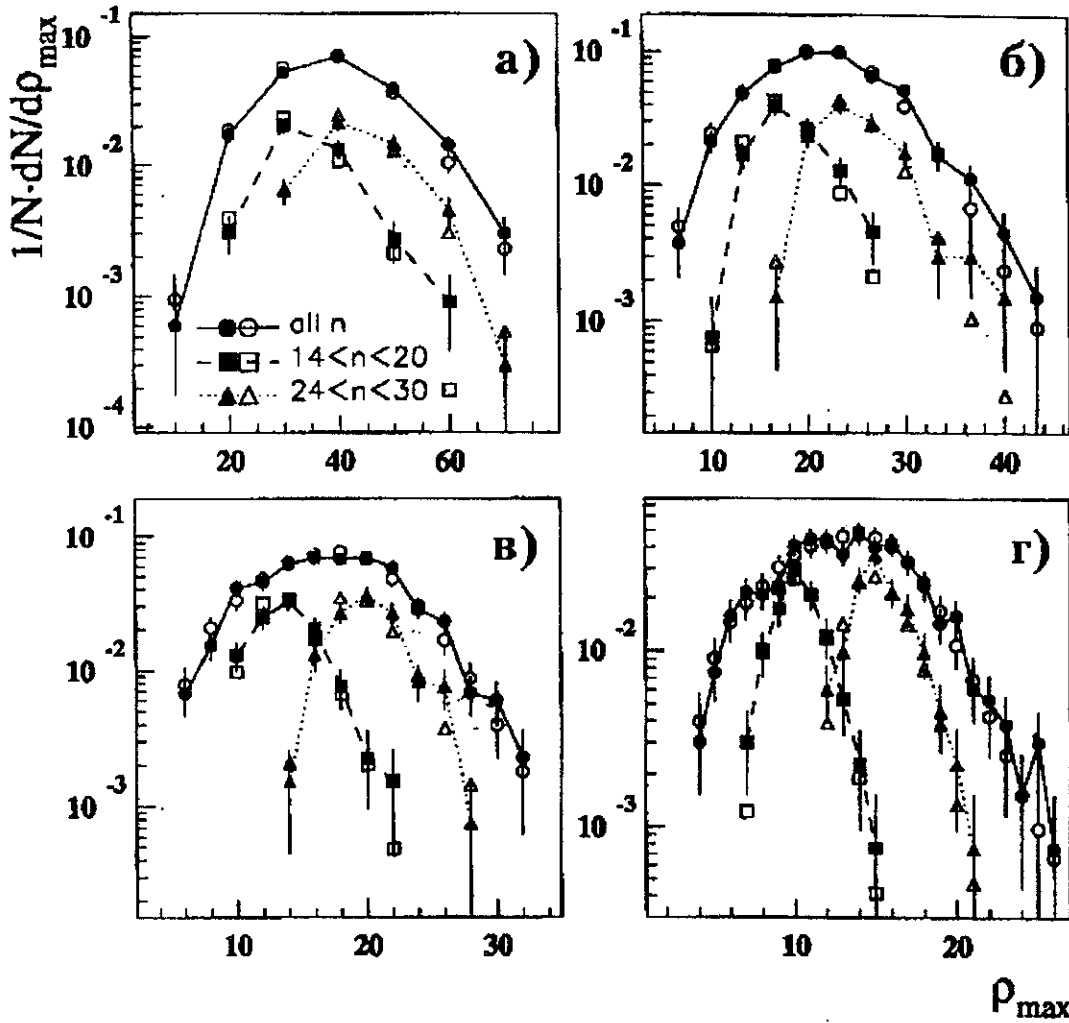


Рис. 4. Экспериментальные (сплошные символы) и смоделированные (пустые символы) распределения максимальных флуктуаций плотности ρ_{\max} для C-Cu-взаимодействий для трех n и разных $\delta\tilde{\eta}$:

(а) $\delta\tilde{\eta}=0,04$,	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,3$ (все n ,	$\langle \rho_{\max} \rangle \approx 39,4$,	RMS $\approx 11,2$),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,5$ ($14 < n < 20$,	38,6	8,1),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,7$ ($24 < n < 30$,	49,2	9,0),
(б) $\delta\tilde{\eta}=0,12$,	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,2$ (все n ,	22,0	6,6),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,3$ ($14 < n < 20$,	12,8	3,6),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 2,0$ ($24 < n < 30$,	25,2	4,4),
(в) $\delta\tilde{\eta}=0,2$,	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,1$ (все n ,	17,4	5,2),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,0$ ($14 < n < 20$,	14,0	2,6),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,7$ ($24 < n < 30$,	20,2	2,8),
(г) $\delta\tilde{\eta}=0,4$,	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,9$ (все n ,	13,2	4,2),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,7$ ($14 < n < 20$,	10,3	1,6),
	$\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,9$ ($24 < n < 30$,	18,2	1,8)

Экспоненциальная зависимость ρ_{\max} -спектра свидетельствует в пользу того, что исходные многочастичные корреляции не сводятся к двухчастичным [3]. Полученная разница между дисперсией и средним значением $\langle \rho_{\max} \rangle$ подтверждает отличный от пуассонового характер распределения, выявляя значительный вклад корреляций в наблюдаемые локальные флуктуации.

Сравнение с результатами работ [10,21], где флуктуации рассматривались в η -пространстве, показывает, что хотя переход (1) к кумулятивной переменной $\tilde{\eta}$ и не влияет сильно на колоколообразную форму распределений для малых $\delta\tilde{\eta}$ (рис. 4а), с увеличением $\delta\tilde{\eta}$ использование переменной $\tilde{\eta}$ вместо η приводит к появлению больших хвостов в ρ_{\max} -спектрах при $\rho_{\max} > \langle \rho_{\max} \rangle$ (рис. 4б,в).

Изменение формы распределения максимальных плотностей при больших ρ_{\max} от экспоненциальной к более плоской находится в согласии с той формой, которая ожидается для одномерной перемежаемой модели [9], ключевой особенностью которой является существование двух режимов в процессе множественного рождения частиц – турбулентного и ламинарного, – приводящих к двум максимумам в ρ_{\max} -распределениях. Однако модель рассматривает распределения по максимальным флуктуациям плотности при фиксированной множественности n , когда эти распределения не зависят от энергии и типа реакции, что позволяет также увеличить статистику, сопоставляя результаты из разных экспериментов. Изучение распределений для фиксированных n уже проводилось для адрон-адронных взаимодействий, где были обнаружены большие хвосты в ρ_{\max} -распределениях при сканировании окном размера $\delta\eta = 0,1$ [25].

Для того, чтобы удовлетворить условию фиксированности множественности, с одной стороны, но получить статистически значимый результат, с другой, мы рассмотрели максимальные флуктуации в С-Си-взаимодействиях, усредненные в фиксированных узких интервалах множественности. На рис. 4 представлены полученные ρ_{\max} -распределения для двух таких областей: $14 < n < 20$ (квадраты) и $24 < n < 30$ (треугольники). Теперь отклонение распределений от экспоненциальной формы для больших значений ρ_{\max} становится более заметным, чем в случае усреднения по всем n . Уже при $\delta\tilde{\eta} = 0,04$ ($\delta\eta \approx 0,1$) в форме распределения имеются хвосты при $\rho_{\max} > \langle \rho_{\max} \rangle$, очевидные также и для $\delta\tilde{\eta} = 0,12$ и $0,2$, однако только для событий с большой множественностью, $24 < n < 30$.

Аналогично форме спектра для всех множественностей распределения для фиксированных интервалов n указывают на непуассоновый характер процесса множественного рождения, что отражается в неравенстве средних значений $\langle \rho_{\max} \rangle$ и дисперсий и говорит о вкладе многочастичных корреляций.

Для выявления корреляций, связанных с динамикой процесса, экспериментальные распределения сравнивались с распределениями, полученными на основе описанных в предыдущем разделе смоделированных 66300 событий, в которых отсутствуют динамические корреляции. Полученные распределения (для четырех $\delta\tilde{\eta}$) представлены на рис. 4 (незаштрихованные символы) как для всех множественностей, так и для двух рассмотренных выше интервалов.

Значения $\chi^2 / \text{ст.св.}$ показывают хорошее соответствие между экспериментальными и смоделированными спектрами независимо от ширины $\delta\tilde{\eta}$ и множественности, что не позволяет сделать заключение о наличии (перемежаемой) динамики в формировании флуктуаций. По-видимому, динамические корреляции в распределениях максимальных плотностей слишком подавлены статистическим шумом, чтобы быть обнаруженными. Тем не менее стоит отметить, что смоделированные ρ_{max} -распределения, при $\delta\tilde{\eta}=0,12$ и $0,2$ для $24 < n < 30$ (рис. 4б,в) заметно отличаются для больших ρ_{max} от спектров, полученных на основе экспериментальных измерений: в то время как экспериментальные данные указывают на уплощение спектра, для сгенерированных событий таких изменений не наблюдается.

Аналогичный анализ был проведен и для отрицательных частиц в Mg-Mg-столкновениях. Результирующие ρ_{max} -распределения для $\delta\tilde{\eta}=0,1$ и $0,25$ для всех множественностей и для фиксированной множественности $n=6$ показаны на рис. 5.

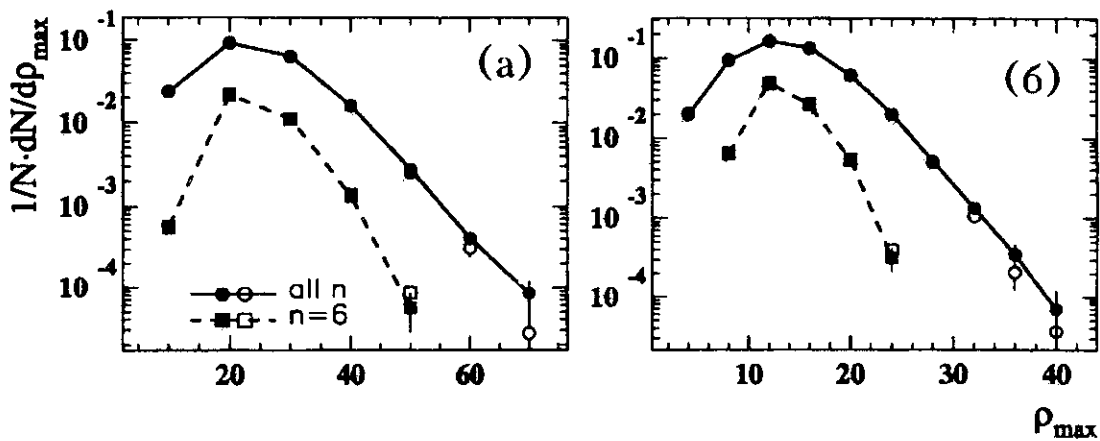


Рис. 5. Экспериментальные (сплошные символы) и смоделированные (пустые символы) распределения максимальных флуктуаций ρ_{max} для Mg-Mg-соударений для всех n , $n=6$ и двух $\delta\tilde{\eta}$:

- (а) $\delta\tilde{\eta}=0,1$, $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 2,1$ (все n , $\langle \rho_{\text{max}} \rangle \approx 24,2$, $\text{RMS} \approx 19,1$),
 $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,4$ ($n=6$, 23,9 15,4),
- (б) $\delta\tilde{\eta}=0,25$, $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 2,7$ (все n , 13,8 10,6),
 $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,4$ ($n=6$, 13,4 5,7)

В отличие от случая С-Cu-соударений показанные распределения не имеют хвостов при $\rho_{\text{max}} > \langle \rho_{\text{max}} \rangle$, т. е. сохраняется экспоненциальное поведение (убывание) с ростом максимальных флуктуаций плотностей. В то же время, сравнение средних $\langle \rho_{\text{max}} \rangle$ и стандартных отклонений указывает на непугассоновый характер приведенных распределений. Однако, исходя из величин $\chi^2 / \text{ст.св.}$, сравнения экспериментальных результатов и статистического моделирования (в данном случае также использовались смоделированные события, описанные в предыдущем разделе, а их статистика

составила 1421800 событий), следует заключить, что динамическая компонента в образовании флуктуаций сильно подавлена статистическими флуктуациями и не может быть выделена методом максимальных плотностей.

Изучение влияния ошибок $\langle \epsilon_s \rangle$ в измерении полярного угла ϑ рожденных частиц показало стабильность полученных распределений и, соответственно, надежность сделанных выводов в обоих рассмотренных случаях ядерных соударений.

В заключение следует сказать, что отличное от пуассонового поведение ρ_{\max} -спектров, более выраженное для малых $\delta\tilde{\eta}$, а также различие между экспериментальными и сгенерированными распределениями при больших значениях максимальных плотностей в C-Cu-взаимодействиях представляются результатом нестатистического характера флуктуаций, что было обнаружено нами ранее методом нормированных масштабных факториальных моментов [17,18,27] и может приводить к сильным флуктуациям, поиск которых был предложен в работе [28].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты исследований образования плотных групп частиц (флуктуаций) во множественных процессах в ядро-ядерных соударениях при промежуточных энергиях. Флуктуации изучены в псевдобыстротных распределениях заряженных частиц в центральных C-Cu- и отрицательных частиц в Mg-Mg-взаимодействиях при импульсах налетающего ядра 4,5 и 4,3 ГэВ/с/нуклон соответственно.

Для выявления динамических коллективных эффектов исследовались распределения центров плотных групп частиц и спектры максимальных флуктуаций плотностей, которые сравнивались как с модельными предсказаниями – когерентного характера в первом случае и стохастической природы во втором, – так и с результатами, полученными на основе моделирования полностью некоррелированного рождения частиц. Учитывая влияние формы распределения рожденных частиц при поиске флуктуаций, исходные псевдобыстротные распределения были переведены в плоские.

В распределениях центров флуктуаций в C-Cu-столкновениях обнаружены два пика, расположенные в окрестности одних и тех же значений псевдобыстрот для флуктуаций различной величины. Такой же структурой характеризуются распределения центров флуктуаций отрицательных частиц в Mg-Mg-взаимодействиях, причем расстояние между пиками в этом случае сравнимо с аналогичным расстоянием в случае всех заряженных частиц в C-Cu-столкновениях.

Поиск возможной азимутальной асимметрии кольцевых событий, проведенный на основе Mg-Mg-взаимодействий, показал изотропность азимутального углового распределения частиц, что выразилось в неизменности места расположения пиков и расстояния между ними в распределениях центров флуктуаций в событиях без выделения струйной структуры и с ее учетом.

Сравнение с подобными распределениями на основе статистического моделирования указывает на динамическое происхождение обнаруженной двухпиковой структуры этих распределений. Такая структура находится в соответствии с моделью когерентного излучения глюонов с конечной длины и аналогична структуре, недавно обнаруженной в pp-столкновениях при нескольких сотнях ГэВ. Близость значений расстояний между пиками, найденная для заряженных и отрицательных частиц, может

трактоваться в пользу существенного вклада когерентной компоненты в образовании Бозе-Эйнштейнских корреляций.

Распределения максимальных флуктуаций плотностей исследованы как для всех значений множественностей n , так и для фиксированных интервалов n в C-Si-столкновениях и фиксированных n в Mg-Mg-соударениях. Обнаруженный непуассоновый характер распределений указывает на вклад многочастичных корреляций в образование плотных групп частиц. Наблюдаемое уплощение формы распределения при больших максимальных плотностях, обнаруженное в C-Si-взаимодействиях, находится в согласии с предсказаниями одномерной перемежаемой модели. Этот эффект не обнаружен для отрицательных частиц в Mg-Mg-взаимодействиях.

Сравнение с результатами модели независимого рождения частиц показывает, что стохастическая динамика образования корреляций в таком подходе скрыта сильными статистическими флуктуациями, хотя заметны различия в поведении смоделированных и экспериментальных распределений. Напомним, что стохастическая природа флуктуаций/корреляций была обнаружена во всех типах взаимодействий в свете исследования перемежаемой структуры.

Представляется интересным сравнение полученных результатов с результатами подобного анализа флуктуаций в реакциях с более высокой средней множественностью рожденных частиц, тем более, что такое сравнение не будет зависеть ни от формы спектра, ни от типа реакции или энергии, благодаря использованию кумулятивной переменной и фиксированных множественностей.

Проведенный анализ образования локальных динамических флуктуаций в ядроядерных взаимодействиях показывает дополнительность двух подходов – когерентного и стохастического – в процессе множественного рождения частиц.

Авторам приятно выразить свою благодарность Сотрудничеству ГИБС (СКМ-200) за предоставление фильмового материала. Особо признательны авторы Г.Г. Тарану за помощь в обработке данных. Мы также благодарны И.М. Дремину за полезные дискуссии. Л.К. Геловани благодарит Российский фонд фундаментальных исследований, грант 96-02-19359а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bozek P., Ploszajczak M., Botet R. Phys. Reports. 1995. V. 252. P. 1.
2. De Wolf E.A., Dremin I.M., Kittel W. Phys. Reports. 1996. V. 270. P. 101.
3. Дремин И.М. УФН. 1990. Т. 160(8). С. 105.
4. Ion D.B., Stocker W. Phys. Rev. 1995. V. C52. P. 3332 и ссылки к ней.
5. Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 152. Дремин И.М. ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С.79.
6. Дремин И.М. и др. ЯФ. 1990. Т. 52. С.840. Agababyan N.M. et. al. (EHS/NA22 Collab.) Phys. Lett. 1996. V. B389. P. 397.
7. Shoushun Wang et al. Phys. Lett. 1998. V. B427. P. 385.
8. Gogiberidze G.L., Gelovani L.K., Sarkisyan E.K. Phys. Lett. 1998. V. B430. P. 368.
9. Dias de Deus J. Phys. Lett. 1987. V. B194. P. 297.
10. Саркисян Э.К., Пазиашвили И.В., Таран Г.Г. ЯФ. 1991 Т. 53. С. 1336.

11. *Ghosh D., Sen S., Roy J.* Phys. Rev. 1993. V. D47. P. 1235.
12. *Bialas A.A., Gazdzicki M.* Phys. Lett. 1990. V. B252. P. 483. *Ochs W.* Z. Phys. 1991. V. C50. P. 339.
13. *Абдурахимов А.Х. и др.* ПТЭ. 1978. Т. 5. С. 53.
14. *Аникина М.Х. и др.* ЯФ. 1978. Т.27. С.724.
15. *Anikina M.Kh. et al. (SKM-200 Collab.).* Report E1-84-785. Dubna: JINR, 1984; *Anikina M.Kh. et al.* Phys.Rev. 1986. V.C33. P.895.
16. *Таран Г.Г. и др.* Препринт №20. М.: ФИАН, 1987.
17. *Sarkisyan E.K. et al.* Phys. Lett. 1995. V. B347. P. 439.
18. *Gelovani L.K. et al.* European Conference on "Advances in Nuclear Physics and Related Areas". Thessaloniki, 1997. Preprint hep-ph/9803240.
19. *Gelovani L.K. et al.* Proc. 8th Int. Workshop on Multiparticle Production "Correlations and Fluctuations'98: From QCD to Particle Interferometry". Mátraháza, 1998. Eds. T. Csörgö et al. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1999. P. 498.
20. *Andreev I.V. et al.* Int. J. Mod. Phys. 1995. V. A10. P. 3951.
21. *Sarkisyan E.K., Taran G.G.* Phys. Lett. 1992. V. B279. P. 177. *Саркисян Э.К., Таран Г.Г.* ЯФ. 1992. Т. 55. С. 417.
22. *Бабаяев А.Х. и др.* ЯФ. 1989. Т.50. С. 1324; *Dremin I.M., Manko V.I.* Nuovo Cim. 1998. V. 111A. P. 439.
23. *Дремин И.М.* Частное сообщение.
24. *Weiner R.M.* Boson Interferometry in High Energy Physics. Preprint hep-ph/9904389 (публикуется в Phys. Reports) и ссылки к ней.
25. *Ajinenko I.V. et al. (EHS/NA22 Collab.)* Phys. Lett. 1989. V. B222. P. 306.
26. *Singh G., Sengupta K., Jain P.L.* Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1073; *Jain P.L., Singh G.* Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 1892; *Абдужамитов А. и др.* Препринт №160. М.: ФИАН, 1989.
27. *Геловани Л.К., Саркисян Э.К., Таран Г.Г.* ЯФ. 1992. Т. 55. С. 2193. *Sarkisyan E.K. et al.* Phys. Lett. 1993. V. B318. P. 568.
Takagi T. and Kiang D. Phys. Rev. 1997. V. D56 P. 5862.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1999 года.

Представлен анализ формирования плотных групп (флуктуаций) частиц, рожденных в центральных С–Cu- и Mg–Mg-соударениях при импульсах налетающего ядра 4,5 и 4,3 ГэВ/с/нуклон соответственно. Для поиска многочастичных динамических корреляций изучены распределения максимальных плотностей и центров тяжести флуктуаций заряженных частиц в пространстве псевдобыстрот. В распределениях центров тяжести наблюдаются два пика над статистическим фоном со структурой, подобной ожидаемой в модели когерентного глюонного излучения и наблюдавшейся в адронных взаимодействиях. Обнаружена зарядовая независимость полученных распределений и азимутальная изотропность событий, содержащих псевдобыстротные флуктуации. Распределения по максимальным плотностям флуктуаций в основном определяются статистикой, хотя поведение этих распределений в С–Cu-взаимодействиях качественно согласуется с предсказаниями одномерной перемежаемой модели. Непуассоновый характер построенных распределений обнаружен как в С–Cu-, так и в Mg–Mg-столкновениях. Полученные результаты говорят о дополнительности двух подходов — когерентного и стохастического — в образовании локальных динамических флуктуаций в процессе множественного рождения. Используемая методика анализа позволяет провести непосредственное сравнение результатов настоящей работы с результатами подобных исследований других реакций.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Перевод авторов

An analysis of the formation of dense groups, fluctuations, of particles is performed for central C–Cu and Mg–Mg collisions at momentum of incident nucleus, respectively, of 4.5 and 4.3 GeV/c/nucleon. To search for multiparticle dynamical correlations, the maximum density distributions and the distributions of centres of fluctuations are studied with the charged particle pseudorapidity spectra. Two peaks over statistical background are observed in the distributions of the centres of fluctuations with the structure similar to that expected from the coherent gluon radiation model and found in hadronic interactions. A charge independence of the distributions is obtained along with an azimuthal isotropy of the events containing fluctuations. The maximum density distributions are found to be generally determined by statistical contribution, although for C–Cu interactions the behaviour of these distributions shows qualitative agreement with that from the one-dimensional intermittency model. A non-poissonian character of the distributions is found in C–Cu collisions in Mg–Mg ones as well. The results obtained indicate the two different approaches, coherent vs. stochastic, to be the complementary mechanisms in the formation of the local dynamical fluctuations in multiparticle production process. The methodology used in the analysis allows the results of the present paper to be directly compared with those from other reactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1999

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 04.08.99
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,33
Тираж 390. Заказ 51539. Цена 1 р. 60 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области