

P1-2007-172

М. Х. Аникина\*, А. В. Беляев, А. И. Голохвастов,  
Ю. Лукстиньш, А. Ю. Троян, Ю. А. Троян

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ АНАЛИЗ  
РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ОБЪЕМА ГЕНЕРАЦИИ  
ПИОНОВ В АДРОН-АДРОННЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ  
СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ НАЧАЛЬНЫХ  
ИМПУЛЬСАХ 3,8–5,2 ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*E-mail: [anikina@sunhe.jinr.ru](mailto:anikina@sunhe.jinr.ru)

Аникина М. Х. и др.

P1-2007-172

Интерференционный анализ расширяющегося объема генерации пионов в адрон-адронных и ядро-ядерных столкновениях при начальных импульсах 3,8–5,2 ГэВ/с

Методом интерференционных корреляций впервые получено прямое доказательство нестационарности объема генерации пионов в  $np$ -взаимодействиях при 3,8–5,2 ГэВ/с. Показана идентичность интерференционной картины для  $np$ - и  $MgMg$ -взаимодействий, а также независимость скорости расширения от типа взаимодействующих частиц (от  $np$  и  $e^+e^-$  до  $PbPb$ ) и начальных энергий (от 3,4 до 200 ГэВ). Продемонстрировано, что измерение размеров возможно только для отдельных, приблизительно стационарных элементов объема в системе покоя элемента. При изменении кинематических границ анализируемого подансамбля изменяется как размер, так и форма элемента.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Anikina M. Kh. et al.

P1-2007-172

Interference Analysis of the Expanding Pion Production Volume for Hadron-Hadron and Nuclei-Nuclei Collisions at Momenta 3.8–5.2 GeV/c

Direct proof of the expansion of the pion production volume for  $np$ -interactions within 3.8–5.2 GeV/c was obtained by means of interference correlation method. Identity of the interference picture for  $np$  and  $MgMg$  interactions was shown too. It was demonstrated that velocity of the expansion does not depend on kind (from  $np$  and  $e^+e^-$  to  $PbPb$ ) and energy (3.4–200 GeV) of interacting particles. It was shown that measurement of the production volume size is suitable for limited, practically stationary in their rest frame, elements of the whole production region. Any change of kinematic limits of the analyzed sub-ensembles changes size and form of the elements.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

## ВВЕДЕНИЕ

Тождественные пионы, излучаемые из объема их генерации, связаны интерференционными корреляциями, существенными для пионов с близкими импульсами:  $p_1 - p_2 \sim \hbar/R$ , где  $R$  — размер объема генерации (далее, как правило,  $c = \hbar = 1$ ) [1]. Точнее, корреляционная функция  $C(p_1 - p_2)$ , т. е. отношение реального двухчастичного спектра пионов к фоновому спектру, в котором каким-либо образом «выключена» интерференция, содержит информацию о пространственно-временных размерах объема генерации [2–4] и скорости движения объема относительно системы наблюдения [5–7]:

$$C(q) = 1 + \left| \int \rho(r) \exp(iqr) d^4r \right|^2, \quad (1)$$

где  $\rho(r)$  — пространственно-временная форма объема генерации, т. е. распределение 4-точек излучения пионов  $r = (t, \mathbf{r})$ , а  $q = (q_0, \mathbf{q}) = p_1 - p_2$  — разность 4-импульсов двух пионов:  $p = (E, \mathbf{p})$ .

При исследовании неоднородного объема генерации, разные части которого движутся в разные стороны и излучают пионы в разные области импульсного спектра, возникает необходимость выделять отдельные «элементы» объема [8, 9], которые можно считать приблизительно однородными. Неоднородность делает неправомерным измерение объема генерации по полному ансамблю пионов [8], но позволяет получать характеристики разных элементов этого объема по подансамблям частиц, выделенных в узких кинематических интервалах [8–11].

Изучению скоростей и размеров элементов объема генерации был посвящен ряд ядро-ядерных экспериментов [12–18], а также исследование  $e^+e^-$ -аннигиляции [19]. В экспериментах по исследованиям адрон-адронных взаимодействий такого анализа до сих пор не проводилось.

В настоящей статье впервые рассматривается скорость расширения объема генерации пионов, рожденных в  $np$ -столкновениях, а также проводится сравнение с данными, полученными в столкновениях MgMg при близких начальных энергиях [8–11].

В разд. 3 (рис. 7) сравниваются все опубликованные мировые данные по скорости расширения при разных типах сталкивающихся частиц (от  $e^+e^-$  и  $np$  до PbPb) и начальных энергиях (от нескольких до 200 ГэВ).

Обсуждаются также проблемы, связанные с измерением размеров расширяющегося объема генерации. Для этого используются в основном данные MgMg-эксперимента.

**Основные формулы.** Основные соотношения для анализа интерференционных корреляций были получены в терминах модели независимых одночастичных источников. Одночастичным источником пиона будем считать реакцию, где этот пион родился или перерассеялся в последний раз до вылета из объема генерации, когда его уже можно считать свободным. Ансамбль пионов при этом должен быть однородным, т. е. описываться единой волновой функцией, не зависящей от 4-точки излучения пиона.

В дальнейшем при анализе экспериментальных данных будут продемонстрированы искажения результатов, которые могут возникать, если эти условия не соблюдены.

Наиболее часто употребляемая формула для анализа получена в предположении, что пространственно-временная форма объема генерации или его элемента в системе покоя близка к распределению Гаусса:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^2 R_L R_H R_V T} \exp\left(-\frac{r_L^2}{2R_L^2} - \frac{r_H^2}{2R_H^2} - \frac{r_V^2}{2R_V^2} - \frac{t^2}{2T^2}\right), \quad (2)$$

где  $R_i$  — среднеквадратичные разбросы точек, а  $T$  — среднеквадратичный разброс моментов излучения пионов. Тогда из (1) получается

$$C(q) = 1 + \exp\left(-q_L^2 R_L^2 - q_H^2 R_H^2 - q_V^2 R_V^2 - q_0^2 T^2\right). \quad (3)$$

Индекс « $L$ » обозначает продольное, а « $H$ » и « $V$ » — поперечные к оси движения и друг к другу направления, горизонтальное и вертикальное. Несколько физических и методических причин могут приводить к искажению формы корреляционного пика [4], что принято «компенсировать» введением дополнительного свободного параметра  $\lambda$ :

$$C(q) = 1 + \lambda \exp\left(-q_L^2 R_L^2 - q_H^2 R_H^2 - q_V^2 R_V^2 - q_0^2 T^2\right). \quad (4)$$

Аппроксимируя экспериментальную корреляционную функцию этой или какой-либо другой зависимостью, можно получить размеры элемента объема генерации  $R_i$  и  $T$ . Получаемые таким образом среднеквадратичные размеры объема генерации обычно слабо зависят от выбора аппроксимации. Распределение Гаусса используется из-за его простоты. Только в этом распределении факторизация проекций совмещается с возможностью их естественного объединения, например,  $q_{\perp}^2 \equiv q_H^2 + q_V^2$ . Если статистика недостаточна для анализа в четырехмерном пространстве, то можно провести его в трехмерном в предположении, что поперечные проекции равны:

$$C(q) = 1 + \lambda \exp\left(-q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 - q_{\parallel}^2 R_{\parallel}^2 - q_0^2 T^2\right). \quad (5)$$

Здесь индекс « $\parallel$ » означает продольное направление, и при движении вдоль пучка он равнозначен индексу « $L$ ». Анализ интерференционных корреляций с помощью формул (4), (5) в работе [4] называется анализом «неподвижного» источника и будет рассмотрен в разд. 2.

Если объем генерации пионов или его элемент движется относительно системы наблюдения со скоростью  $\beta$  в направлении какой-либо оси, например оси  $L$ , то, сделав лоренц-преобразование формы объема (2)  $r_L \rightarrow \gamma(r_L - \beta t)$ ;  $t \rightarrow \gamma(t - \beta r_L)$  и подставив результат в (4), получим

$$C(q) = 1 + \lambda \exp \left\{ -\gamma^2 (q_L - \beta q_0)^2 R_L^2 - q_H^2 R_H^2 - q_V^2 R_V^2 - \gamma^2 (q_0 - \beta q_L)^2 T^2 \right\}, \quad (6)$$

где проекции  $q$  даны в системе наблюдения, а время излучения и размеры элемента — в его системе покоя. При анализе в трехмерном пространстве надо пользоваться формулой

$$C(q) = 1 + \lambda \exp \left\{ -\gamma^2 (q_{\parallel} - \beta q_0)^2 R_{\parallel}^2 - q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 - \gamma^2 (q_0 - \beta q_{\parallel})^2 T^2 \right\}. \quad (7)$$

Измерению скоростей элементов посвящен разд. 3. И, наконец, в разд. 4 мы рассмотрим проблемы определения размеров как отдельных элементов, так и всего объема генерации частиц.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

**$n\bar{p}$ -взаимодействия.** Экспериментальный материал был получен на 1-метровой водородной пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучком квазимонохроматических нейтронов, сформированным на синхрофазотроне ЛВЭ [20]. В него включены все пятилучевые события, содержащие два  $\pi^-$ -мезона, полученные при облучении камеры нейтронами с тремя начальными импульсами  $P_n = 5, 2, 4, 3$  и  $3, 8$  ГэВ/с. Импульсы налетающих нейтронов вычислялись в процессе фитирования разных каналов реакции. Для тех событий, где фит оказался неудовлетворительным, переход в систему центра масс осуществлялся при среднем значении  $P_n$ , полученном для фитируемых событий с относительной ошибкой  $dP_n/P_n = 2, 5\%$ . Угловой разброс пучка  $\sim 10^{-7}$  ср. Измеренные кинематические величины вторичных частиц были переведены в систему центра масс  $n\bar{p}$ , что позволило суммировать при анализе события с разными начальными импульсами.

Средняя точность измерения импульсов треков в камере  $\sim 1\%$ , углов —  $20'$ . Для анализа отбирались пионы, относительная ошибка импульса которых не превышала  $20\%$ . В результате было отобрано 45 000 пар  $\pi^-$ -мезонов.

**MgMg-взаимодействия.** Точности измерений и условия отбора пионов, рожденных в центральных MgMg-взаимодействиях при начальном импульсе  $4, 3$  ГэВ/с/нуклон, описаны в работе [10]. В этом эксперименте в  $4\pi$ -геометрии получено 470 000 пар пионов.

## Фон

***np*-взаимодействия.** Для получения фонового ансамбля в *np*-эксперименте пары пионов выбирались из разных событий случайным образом. Зависимость корреляционной функции  $C = N_{\text{eff}}/N_{\text{фон}}$  от разности трехимпульсов двух пионов ( $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ ), кроме интерференционного пика в области  $q < 0,2$  ГэВ/с, имеет также размытый пик при  $q > 0,45$  ГэВ/с, связанный с законом сохранения импульса. Область второго пика в дальнейшем исключалась из рассмотрения. Пары фона набирались в интервале, имеющем  $q < 0,45$  ГэВ/с, до тех пор, пока их число не становилось в 30 раз больше числа коррелированных пар в этом же интервале. При построении корреляционной функции весь набранный фоновый ансамбль делили на 30. Полученный таким способом пик показан на рис. 1. При построении корреляционной функции для фитирования фоновые пары составлялись только из тех событий, которые удовлетворяли условиям отбора, заданным при анализе.

**MgMg-взаимодействия.** При построении фона для MgMg-взаимодействий трудностей, связанных со вторым пиком, не возникало. Зато требовалось учитывать большой разброс по множественности событий и для каждой множественности строить фон отдельно. Поэтому ансамбль событий с

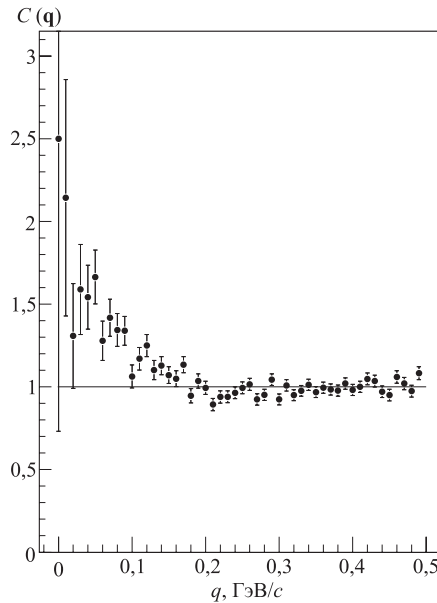


Рис. 1. *np*-взаимодействие. Зависимость корреляционной функции  $C(\mathbf{q})$  от разности трехимпульсов пионов

выключенными корреляциями формировался в виде полных событий, а не отдельных пар пионов. Этот фоновый ансамбль имеет то же распределение по множественности, что и реальный, но содержит в 30 раз большее число пар. При каждой множественности  $\pi^-$ -мезонов ( $n$ ) каждое фоновое событие формировалось из  $n$   $\pi^-$ -мезонов, случайным образом выбранных из разных реальных событий, содержащих то же количество  $\pi^-$ -мезонов. В интерференционном анализе использовались все пары  $\pi^-$ -мезонов как реального, так и фонового ансамбля, удовлетворяющие условиям отбора.

### Фитирование

Поиск параметров объема генерации проводился методом максимального правдоподобия. Строились 4-мерные гистограммы по  $|q_H|$ ,  $|q_V|$ ,  $|q_L|$  и  $|q_0|$  или 3-мерные по  $q_\perp$ ,  $|q_\parallel|$  и  $|q_0|$  отдельно для реальных и фоновых пар  $\pi^-$ -мезонов, с шагом 10 МэВ/ $c$  (МэВ), в интервале 0–200 МэВ/ $c$  (МэВ).

В аппроксимациях (6), (7) переменные  $q_0$  и  $q_L$  присутствуют в первой степени, поэтому экспериментальная гистограмма по этим переменным должна включать оба знака в отличие от (4), (5), где гистограмма содержит только модули всех переменных. Предполагая, что распределение точек на плоскости  $[q_L, q_0]$  симметрично относительно нуля, для сокращения числа бинов мы учитывали знак только для  $q_0$  (пределы таблицы  $-200 - +200$  МэВ). Для  $q_L$  в гистограмму попадал только модуль (пределы 0–200 МэВ/ $c$ ). Но если величина  $q_L$  для данной пары была отрицательной, то знак  $q_0$  менялся на обратный, т. е. суммировались две части распределения. По осям  $q_H$  и  $q_V$  размеры гистограммы были 0–200 МэВ/ $c$ . Число пар в каждом бине гистограммы фоновых пар делилось на 30, т. е. на отношение числа фоновых и реальных событий. При фитировании аппроксимацией (4), (5) содержимое каждого непустого бина гистограммы фоновых пар умножалось на  $C(q)$  при некотором наборе свободных параметров  $R_i^2$ , а также  $T^2$  и  $\lambda$ . При фитировании аппроксимациями (6), (7) добавлялся свободный параметр  $\beta$ .

В предположении, что полученная величина является средним значением распределения Пуассона, вычислялась вероятность для числа пар, содержащихся в том же бине гистограммы реальных пар. Произведение вероятностей для всех бинов максимизировалось по этим параметрам программой FUMILI. Пары  $\pi^-$ -мезонов (как реальные, так и смешанные) с  $q_{inv} < 10$  МэВ ( $q_{inv}$  — разность четырехимпульсов пионов) в анализе не использовались из-за возможных измерительных ошибок в этой области, связанных с перепутыванием треков на разных стереопроекциях фотопленки. При этом также снималась проблема двухчастичного разрешения пионов, имеющих очень близкие импульсы. Гамовская поправка на кулоновское взаимодействие пионов [21], существенная только в этой же области малых  $q_{inv}$ , при этом становится пренебрежимой. Тем не менее она вводилась стандартным способом [22]. Ка-

ждая смешанная пара бралась с весом  $\eta'/[\exp(\eta')-1]$ , где  $\eta' = 2\pi m_\pi \alpha / q_{inv}$  ( $\alpha = 1/137$ ).

## 2. АНАЛИЗ НЕПОДВИЖНОГО ИСТОЧНИКА

Предположим, что полные ансамбли пар пионов, рожденных как в  $np$ -, так и в  $MgMg$ -столкновениях, покоятся в системе центра масс столкнувшихся частиц (с.ц.м.). Такие ансамбли будем именовать «центральными» в отличие от «нецентральных», система покоя которых смещена относительно с.ц.м. Аппроксимируя корреляционные функции «центральных» ансамблей выражением (5) (без учета движения), получаем значения параметров, представленные в таблице.

Реакция	$\lambda$	$R_\perp$ , фм	$R_\parallel$ , фм	$\frac{T^2}{\sqrt{ T^2 }}$ , фм
$np$	$0,7 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,6$
$MgMg$	$1,0 \pm 0,0$	$3,2 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,1$	$-2,3 \pm 0,3$

Форма, выбранная для представления временного параметра, дает информацию как о его величине в первой степени, так и о знаке, который был получен в процессе подгонки для  $T^2$ .

Параметр  $T^2$  для  $MgMg$ , обозначающий квадрат дисперсии распределения моментов излучения пионов, получается отрицательным, что означает рост корреляционной функции с ростом  $q_0^2$  при постоянном  $q^2$  [11]. Это говорит о некорректности применения формулы (1). Перед нами стоит задача найти условия применимости имеющихся формул, ибо других безмодельных формул у экспериментаторов нет.

На рис. 2, г можно видеть, что такие условия возникают, если выбирать для анализа пионы в более узком кинематическом интервале. Точками показана зависимость параметра  $T^2/\sqrt{|T^2|}$  от  $p_{cut}$ , где  $p_{cut}$  — импульсное обрезание пионов. Видно, что при значениях обрезания  $p_{cut} < 250$  МэВ/с параметр  $T^2$  становится положительным. В то же время для работы с ансамблем из  $np$ -эксперимента никаких обрезаний не требуется (см. таблицу и рис. 3, г), так как  $T^2$  положителен при всех значениях  $p_{cut}$ .

Для того чтобы понять причины этого различия, рассмотрим некоторые предположения, сделанные при написании формул. Формула (1) справедлива, если анализируемый ансамбль пионов однородный (чистый), т.е. описывается единой начальной импульсной волновой функцией, не зависящей от 4-точки излучения пиона [4, 11].



В работе [11] рассмотрено, какие ограничения кинематических характеристик частиц необходимо ввести, чтобы ансамбль этих частиц был достаточно однородным. Эти ограничения зависят от величины того объема генерации, который надо измерить.

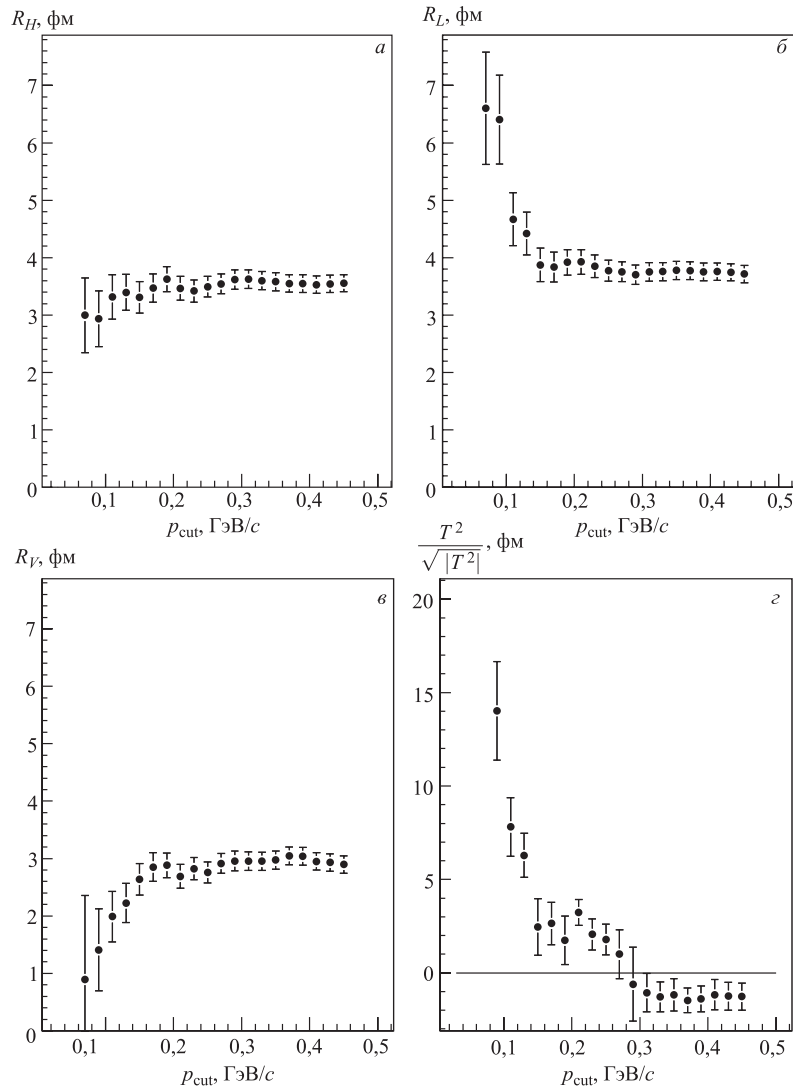


Рис. 2. MgMg-взаимодействие. Параметры объема генерации «центрального» ансамбля MgMg, полученные при фитировании аппроксимацией (4), в зависимости от границы обрезания импульсов пионов, выбранных для анализа ( $p_{-} < p_{cut}$ )

Так, для измерения среднеквадратичного радиуса  $R_i \sim 3,5$  фм (величина, полученная для MgMg) согласно этим расчетам требуется обрезание по импульсу  $p_- < 200$  МэВ/с, что выключает из анализа существенную часть зарегистрированных пионов.

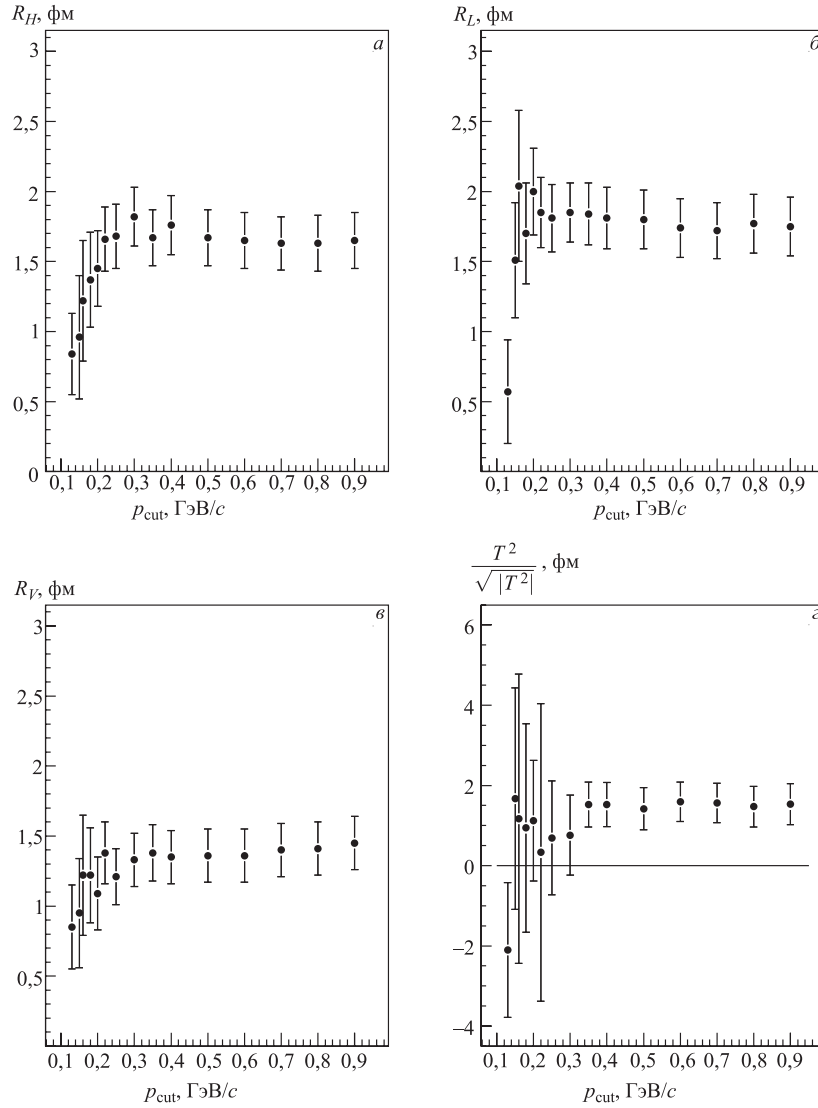


Рис. 3.  $p\pi$ -взаимодействие. Параметры объема генерации «центрального» ансамбля  $p\pi$  в зависимости от  $p_{\text{cut}}$

Для измерения  $R_i \sim 1,5$  фм (величина, полученная для  $np$ ) можно использовать ансамбль с  $p_- < 500\text{--}600$  МэВ/с, что покрывает почти весь спектр зарегистрированных пионов и позволяет использовать полный ансамбль родившихся пар. Для измерения объектов большего размера необходимо использовать подансамбли частиц с более мягким спектром (например, для центральных PbPb- или AuAu-столкновений  $p_{\text{cut}}$  должен быть приблизительно 100 МэВ/с).

Сделанные расчеты для MgMg и  $np$  хорошо подтверждаются нашими экспериментальными данными (рис. 2, *г* и 3, *г*).

В дальнейшем мы накладываем ограничения по импульсу  $p_- < 200$  МэВ/с на все пионы, входящие в анализируемые подансамбли из MgMg-взаимодействий. Для пионов из  $np$ -эксперимента таких ограничений вводить не требуется и понятия «центрального» и полного ансамбля равнозначны.

Но выделить однородный подансамбль недостаточно. При использовании формул для неподвижного источника мы должны быть уверены, что работаем в системе покоя этого элемента. Нарушение этого условия также ведет к появлению отрицательных значений  $T^2$ . Для иллюстрации выберем ансамбль, система покоя которого нам известна, например, «центральные» ансамбли пар из  $np$ - и из MgMg-взаимодействий (система покоя — это с. ц. м. реакции), и рассмотрим поведение параметров объема генерации в тех случаях, когда анализ проводится в других системах, движущихся относительно системы покоя вдоль оси реакции со скоростями  $\beta$ , т. е. с быстротами  $Y_{\text{syst}} = 1/2 \ln[(1+\beta)/(1-\beta)]$ .

Для получения каждой точки импульсы пионов как реального, так и фонового ансамблей перед фитированием переводились в соответствующую систему.

На рис. 4 представлен результат фитирования корреляционной функции аппроксимацией (5) (черные кружки). На рис. 4, *в* видно, что, начиная с быстроты этого ансамбля  $|Y_{\text{syst}}| \sim 0,5$  относительно системы наблюдения, параметр  $T^2$  становится отрицательным. Процедурная причина появления отрицательного знака при  $T^2$ , а также изменения размеров области связана с искажением формы корреляционного пика, построенного в системе, движущейся относительно его системы покоя. Подробно это явление рассмотрено в работе [11], где приведен аналогичный анализ для центрального элемента MgMg-эксперимента и откуда взяты рис. 4, *а*, *б*, так как в связи с большей статистикой искажения размеров объема генерации при искажении истинной системы покоя проявлены более отчетливо.

Видно, что при поиске параметров в неправильно выбранной системе покоя проекция радиуса, параллельная оси движения, уменьшается, как и параметр  $T$ , а поперечная составляющая растет.

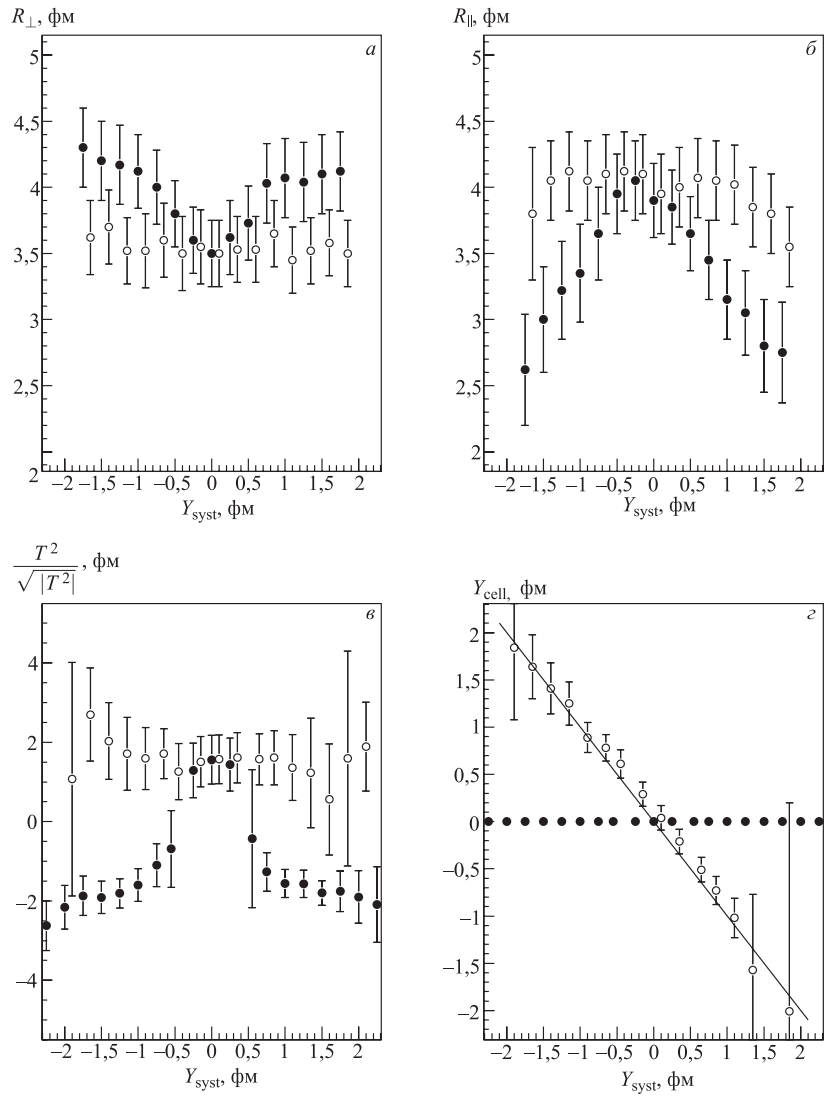


Рис. 4. Размеры и быстрота объема генерации, полученные при фитировании «центрального» ансамбля пионов в разных системах отсчета, движущихся вдоль оси реакции с быстротами  $Y_{\text{syst}}$  относительно его системы покоя: *a* и *b* — «центральный» элемент MgMg; *v* и *z* — полный ансамбль *np*; фит аппроксимацией (5) — черные кружки, аппроксимацией (7) — светлые кружки. Сплошная прямая  $Y_{\text{cell}} = -Y_{\text{syst}}$

### 3. ДВИЖУЩИЙСЯ ЭЛЕМЕНТ

Для получения корректного результата необходимо учитывать движение исследуемого элемента (т. е. усредненную быстроту одночастичных источников, составляющих данный элемент). Если абсолютная величина скорости  $\beta$  неизвестна, ее можно получить вместе с остальными свободными параметрами, фитируя экспериментальные данные аппроксимациями (6) или (7) [8–11]. Светлые кружки на рис. 4 получены с применением этой корректной аппроксимации. Видно, что пространственные размеры элемента и длительность излучения пионов не зависят от системы наблюдения, а полученные скорости элемента (пересчитанные в быстроты  $Y_{\text{cell}}$ ) совпадают с заданными  $Y_{\text{syst}}$  (рис. 4,  $\epsilon$ ).

Рассмотрим, как ведут себя скорости отдельных элементов, система покоя которых может не совпадать с с. ц. м. (так называемые нецентральные элементы). Для этого разбиваем ансамбль частиц на ряд подансамблей в узких кинематических интервалах. Ширина интервалов определяется статистикой. Для каждого подансамбля строится своя корреляционная функция (т. е. набираются как коррелированные пары, так и фоновые). Аппроксимируя эти функции выражениями (6) или (7), получаем параметры для отдельных элементов объема генерации, а также скорость системы, где этот элемент покоится, относительно системы наблюдения.

***пр-взаимодействия.*** В *пр*-эксперименте подансамбли выделялись в интервалах быстрот пионов в с. ц. м. Быстрота, параллельная оси реакции, была разбита на шесть интервалов от  $-1,5$  до  $+1,5$ . Корреляционная функция аппроксимировалась выражением (7). Полученные скорости  $\beta$  пересчитаны в быстроты элементов  $Y_{\text{cell}}$  относительно с. ц. м. Результат мы видим на рис. 5 (черные точки). Таким же способом можно посмотреть движение элементов в поперечном к пучку направлении. Подансамбли пионов выделяются в интервалах поперечной быстроты. А в формуле (7) продольной составляющей, для которой делается лоренц-преобразование, является в этом случае поперечная к оси реакции составляющая импульса. На рис. 3 светлыми кружками показаны быстроты элементов в поперечном к пучку горизонтальном направлении, а черными треугольниками — в поперечном пучку вертикальном направлении. Результат полностью совпадает с тем, что было получено ранее для MgMg-столкновений [8–11].

Итак, мы видим, что элементы объема генерации разбегаются от области столкновения во все стороны с разными скоростями.

Полученную зависимость можно аппроксимировать выражением

$$Y_{\text{cell}} \propto Y_{\pi\pi}.$$

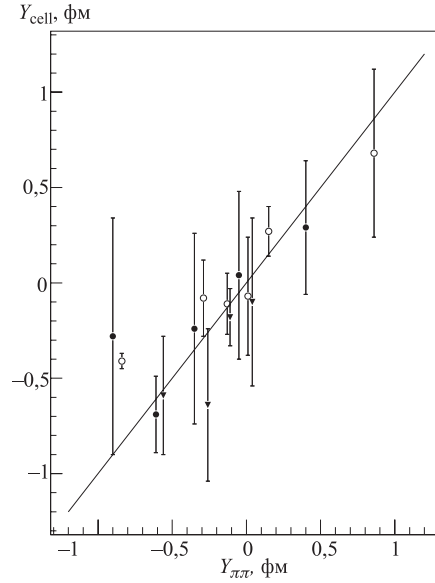


Рис. 5.  $np$ -взаимодействие. Быстрота  $Y_{\text{cell}}$  «центральных» и «нецентральных» элементов объема генерации, полученных при фитировании аппроксимацией (7) подансамблей пионов в разных интервалах их быстрот. Средняя быстрота пар в интервале равна  $Y_{\pi\pi}$ . Черные кружки — подансамбли выбраны в системах отсчета, движущихся вдоль оси реакции  $np$ ; светлые кружки — движущихся поперек оси реакции в горизонтальном направлении; черные треугольники — движущихся поперек оси реакции вертикально; сплошная прямая —  $Y_{\text{cell}} = Y_{\pi\pi}$

От ширины кинематического интервала выбранных подансамблей зависит близость этого выражения к равенству  $Y_{\text{cell}} = Y_{\pi\pi}$ . Покажем это на примере  $MgMg$ -столкновений.

**$MgMg$ -взаимодействия.** Как мы уже говорили, в этом эксперименте мы вынуждены вводить ограничения пионов по импульсу  $p_{\text{cut}}$ . Нам необходимо получить подансамбли пионов в разных кинематических интервалах с одинаковым обрезанием по  $p_{\text{cut}}$ . Для этого мы переводим все пионы поочередно в разные системы координат относительно с. ц. м. ( $Y_{\text{sys}}$ ) и в этих системах отбираем для анализа мягкие пионы ( $p_{\perp} < p_{\text{cut}}$ ) (принципиально эта процедура не отличается от выделения пионов в разных быстротных интервалах).

Построенные из этих пионов подансамбли пар, как реальные, так и фоновые, аппроксимируются выражением (6). Для каждого подансамбля вычисляется средняя быстрота пар  $Y_{\pi\pi}$  в с. ц. м. На рис. 6 приведена зависимость  $Y_{\text{cell}}$  от  $Y_{\pi\pi}$  при разных  $p_{\text{cut}}$ .

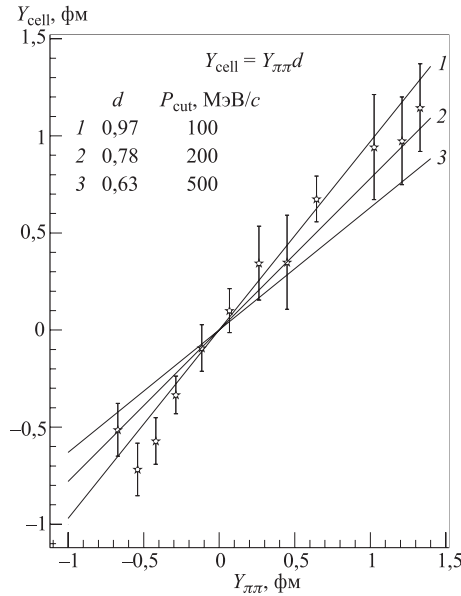


Рис. 6. MgMg-взаимодействие. Зависимость быстрот  $Y_{\text{cell}}$  «нецентральных» элементов объема генерации от средней быстроты пар  $Y_{\pi\pi}$  при разных критериях отбора ( $p_{\text{cut}}$ ) пионов в анализируемом подансамбле для реакции MgMg. Значения быстрот (звездочки) приведены только для  $p_{\text{cut}} = 100$  МэВ/с. Для остальных (прямые) — результат фита точек аппроксимацией  $Y_{\text{cell}} = Y_{\pi\pi} d$

Эти кривые можно аппроксимировать зависимостями

$$Y_{\text{cell}} = 0,97 \cdot Y_{\pi\pi} \text{ для } p_{\text{cut}} = 100 \text{ МэВ/с (прямая 1 и точки);}$$

$$Y_{\text{cell}} = 0,78 \cdot Y_{\pi\pi} \text{ для } p_{\text{cut}} = 200 \text{ МэВ/с (прямая 2);}$$

$$Y_{\text{cell}} = 0,63 \cdot Y_{\pi\pi} \text{ для } p_{\text{cut}} = 500 \text{ МэВ/с (прямая 3).}$$

Значит, чем шире кинематический интервал, тем слабее зависимость  $Y_{\text{cell}}$  от  $Y_{\pi\pi}$ .

Этот факт необходимо учитывать при сравнении разных экспериментов. Заметим также, что представленный анализ дает информацию только о проекциях истинных векторов скорости на ту или иную ось. Установление истинного вектора скорости для каждого элемента требует процесса с повторными итерациями. Результаты такого анализа можно видеть в работе [11].

### Универсальность скорости расширения объема генерации

В последние годы анализ движения элементов объема генерации был сделан в ряде экспериментов, в которых исследовались столкновения тяжелых ядер, а также  $e^+e^-$  при больших энергиях.

На рис. 7 приведены зависимости быстрот элементов в параллельном пучке направлении для семи экспериментов:  $np$ -столкновения при  $P_0 = 3, 8-5, 2$  ГэВ/ $c$ ; MgMg-столкновения при  $P_0 = 4, 3$  ГэВ/ $c$ /нуклон (для унификации данных результаты для MgMg взяты из работы [8], где элементом являлся интервал продольной быстроты, как и во всех представленных экспериментах); OPAL [19] — исследование аннигиляций  $e^+e^-$  при энергии 91 ГэВ; NA-49 [13] и WA97 [14] — исследование PbPb-столкновений при 158 ГэВ/нуклон; FOBOS [15] — исследование AuAu-столкновений при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 62, 4$  и 200 ГэВ.

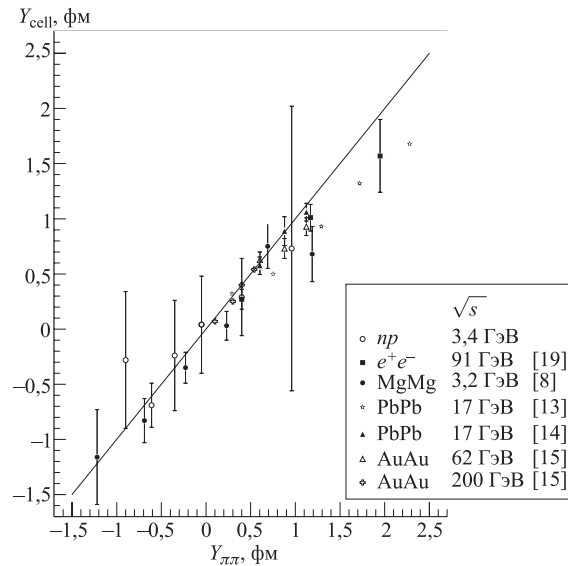


Рис. 7. Зависимость быстрот элементов объема генерации  $Y_{\text{cell}}$  от средней быстроты пар пионов, вошедших в анализируемый подансамбль, для семи экспериментов. Анализировалось движение вдоль оси реакции

Видно, что изменение типа столкнувшихся частиц от нуклон-нуклонных до ядро-ядерных столкновений, увеличение атомной массы столкнувшихся ядер почти в 10 раз, изменение энергии столкновения в 60 раз не повлияло на зависимость скорости отдельных элементов объема генерации частиц от скорости анализируемого подансамбля. (Отклонение точек, наблюдаемое в экспериментах NA-49 и OPAL, возможно, связано с меньшей жесткостью отбора пар для элемента (см. рис. 6).)



#### 4. ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ

Процесс расширения объема генерации пионов делает невозможным измерение его размера. Публикуемые во многих экспериментах размеры, полученные для полного ансамбля частиц, представляют усреднение размеров отдельных элементов, полученных не в своей системе покоя и, следовательно, искаженных.

Большую неопределенность в проблему вносит также зависимость размеров элементов от ширины кинематического интервала пионов, выбранных для анализа. На рис. 2 эта зависимость показана для «центрального» элемента MgMg в его системе покоя. Видно, что при сужении интервала (уменьшении  $p_{\text{cut}}$ ) существенно растут временная и продольная компоненты (рис. 2, б, з), а поперечные — уменьшаются (рис. 2, а, в).

И если при величине  $p_{\text{cut}}$ , выбранной нами как «рабочая» граница ( $p_{\text{cut}} = 200\text{--}250$  МэВ/с), форму элемента в пределах ошибок можно считать сферически-симметричной с радиусом, равным 3–4 фм, то при уменьшении  $p_{\text{cut}}$  форма меняется. Чем мягче пионы, тем сильнее растягивается продольная движению проекция (до 7–14 фм) и сжимается поперечная (до 0,5–1 фм). Такой же анализ, проведенный для полного ансамбля в  $np$ -эксперименте (рис. 3), показал только падение поперечной составляющей. Статистика в этом эксперименте явно недостаточна для обоснованных сравнений в области малых импульсов.

Более подробную информацию о том, как распределены в пространстве и времени одночастичные источники, мы можем получить, анализируя отдельные подансамбли частиц, отобранные в разных быстротных (или других кинематических величин) интервалах, т. е. «нецентральные» элементы.

На рис. 8 показаны размеры «нецентральных» элементов для MgMg, полученные при фитировании аппроксимацией (6). Получаемые при этом скорости мы рассмотрели в предыдущем разделе. Рис. 8, а–в относятся к случаю движения вдоль оси реакции ( $L$ ). На рис. 8, г–е анализировалось движение вдоль поперечной оси ( $H$ ). При этом на рис. 8, а, г представлены проекции размера, поперечные к движению ( $R_H$  и  $R_L$ ); на рис. 8, б, д — проекции размера на ось движения ( $R_L$  и  $R_H$ ), а на рис. 8, в, е — временная компонента. Характер изменений проекций, продольных направлению движения и поперечных к нему, одинаков для обоих направлений, что дает некоторую уверенность в неслучайности наблюдения. Видно, что чем больше скорость подансамбля относительно системы центра масс, тем меньше его поперечный к направлению движения размер и больше временной и продольный. При этом не надо забывать, что параметры для каждого размера получены в его индивидуальной системе покоя и общую картину в данной модели мы представить не можем.

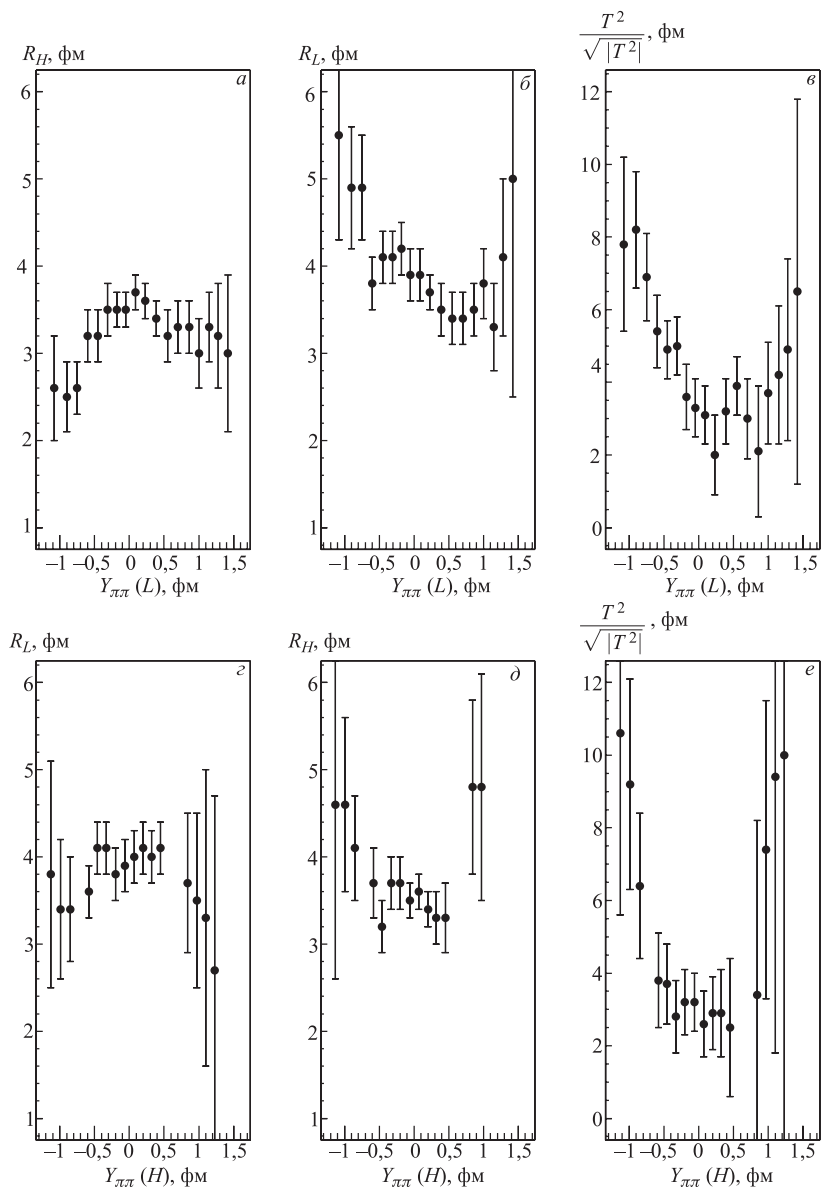


Рис. 8. Размеры «нецентральных» элементов объема генерации пионов, полученные при фитировании аппроксимацией (6):  $a$ - $в$  — движение вдоль оси реакции;  $г$ - $е$  — движение поперек оси реакции

Изменение пространственно-временных параметров для разных элементов объема генерации пионов изучалось в целом ряде экспериментов. Наблюдалось уменьшение размеров при увеличении импульса анализируемых пионных пар [23, 24], что совпадает с нашими наблюдениями. Исследовались также так называемые «нецентральные» элементы [13–19]. К сожалению, рассматривалась только продольная сопутствующая система. Параметры для всех элементов, выделенных в интервалах поперечного импульса, вычислялись не в поперечной (например, горизонтальной) сопутствующей системе, а в системе  $p_{\perp} = 0$ .

Весьма вероятно, что уменьшение поперечных размеров источника, наблюдаемое в этих работах, связано с тем, что фитирование подансамблей пионов с большими поперечными импульсами проводилось не в системе покоя анализируемого источника.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые проведен анализ движущихся источников в  $np$ -взаимодействиях. Мы показали сходство интерференционной картины для  $np$ - и  $MgMg$ -взаимодействий. Наблюдаемое различие (разный знак  $T^2$ ) убедительно подтвердило развитые ранее соображения о необходимости отбора для анализа однородных подансамблей.

В работе показано, что процесс расширения объема генерации имеет универсальный характер и не зависит от типа, размера и энергии столкнувшихся частиц. Быстрота расширения как для  $np$  при начальном импульсе 4–5 ГэВ/с, так и для  $AuAu$  при начальной энергии 200 ГэВ пропорциональна средней быстрой пар пионов анализируемого ансамбля частиц.

Показано также, что в рамках данного анализа нельзя осуществить измерение параметров размера расширяющегося объема генерации частиц. Это становится возможным только для отдельных элементов этого объема, которые можно считать приблизительно стационарными. При этом для каждого элемента система покоя, в которой необходимо проводить анализ, своя.

Измерения размеров объема генерации частиц для отдельных элементов даже при известной системе покоя зависят от кинематических характеристик анализируемого ансамбля. Наши измерения показывают, что чем мягче (в системе покоя данного подансамбля) анализируемые частицы, тем на большем пространстве распределены соответствующие одночастичные источники.

Если же при одном и том же критерии отбора по импульсу делить подансамбли по степени удаленности их средней быстроты (как продольной, так и поперечной к пучку) от с. ц. м., то видно, что «центральные» подансамбли имеют форму, близкую к сферической. А по мере удаления от центра объем вытягивается вдоль оси движения подансамбля и сжимается в поперечном направлении (в своей системе покоя!).

Можно отметить также несколько существенных методических наблюдений.

- Видно, что необходим поиск таких кинематических выборок, где применима данная схема анализа. Такой поиск невозможен, если из анализа исключена временная компонента.
- Необходимо применять аппроксимации с учетом движения одночастичных источников, чтобы однозначно находить систему покоя для каждого выделенного элемента.
- В связи с сильной зависимостью измеренных параметров от кинематических выборок необходимо очень осторожно сравнивать разные эксперименты.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Goldhaber G. et al. // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 300.
2. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 656.
3. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 434.
4. Подгорецкий М. И. // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 628.
5. Ледницки Р., Любошиц В. Л. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1316.
6. Подгорецкий М. И. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 455.
7. Zajc W. A. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 525. P. 315C.
8. Anikina M. Kh. et al. JINR Preprint E1-95-311. Dubna, 1995.
9. Anikina M. Kh. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 397. P. 30.
10. Аникина М. Х. и др. // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 600.
11. Аникина М. Х. и др. // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1.
12. Miskowiec D. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. C227.
13. Appelshäuser H. et al. // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2. P. 661.
14. Antinori F. et al. // J. Phys. G. 2001. V. 27. P. 2325.
15. Back B. B. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 031901.
16. Adler C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 082301.

17. *Adcox K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 192302.
18. *Alber T. et al.* // Z. Phys. C. 1995. V. 66. P. 77.
19. *Abbiendi G. et al.* arXiv:0708.1122v1 [hep-ex] 8 Aug. 2007.
20. *Мороз В. И. и др.* Препринт ОИЯИ Р1-3909. Дубна, 1968.
21. *Gyulassy M. et al.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 2267.
22. *Zajc W.A. et al.* // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 2173.
23. *Christie W.B. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 779.
24. *Beavis D. et al.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 757.

Получено 9 ноября 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 05.02.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,58. Тираж 370 экз. Заказ № 56049.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)