

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Дубна

P1-2000-261

М.Х.Аникина*, А.И.Голохвастов, Ю.Лукстиньш

**ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ
РАЗМЕРОВ ОБЪЕМА ГЕНЕРАЦИИ ПИОНОВ
ОТ РАЗМЕРОВ ИХ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: anikina@sunhe.jinr.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Тожественные π -мезоны, излучаемые из объема их генерации, например из области столкновения двух ядер при большой энергии, связаны квантовомеханическими интерференционными корреляциями, существенными для пионов с близкими импульсами: $(p_1 - p_2) \sim \hbar/R$, где R — размер объема генерации [1] (далее, как правило, $\hbar=1$).

Отличие реального двухчастичного спектра пионов от фонового спектра, в котором каким-либо образом “выключены” интерференционные корреляции, может содержать информацию как о пространственных размерах этого объема, так и о длительности излучения пионов [2–5] (см. обзоры [6–9]), а также о скорости движения объема генерации относительно системы наблюдения [10, 11] и даже о размерах и относительных скоростях разных элементов этого объема [12–14].

Понятие “элемент” возникает в случае неоднородного объема генерации (см. разд. 4), разные части (элементы) которого движутся с разными скоростями в разных направлениях и, находясь в разное время в разных точках, излучают пионы в разные области импульсного спектра. Такая неоднородность, присущая большинству моделей множественного рождения, исключает возможность получения пространственно-временных размеров всего объема генерации, точнее, при этом исчезает смысл самого понятия размеров всего объема.

Настоящая работа посвящена исследованию возможностей получения размеров квазистационарных элементов объема генерации по пионам из ограниченных областей импульсного спектра в центральных MgMg-взаимодействиях 4,3 ГэВ/с на нуклон. Проблема заключается в том, что степень стационарности элемента, а возможно, и его размеры, зависят от степени ограниченности спектра пионов, выбранных для анализа. Однако использование мягких (длинноволновых) пионов само по себе могло бы повлиять на результаты измерения.

Другими словами, ограниченный подансамбль пионов, выбранных для интерференционного анализа, характеризуется начальным волновым пакетом, размеры которого связаны со степенью ограниченности импульсного спектра пионов этого подансамбля (см. разд. 2). И работа посвящена исследованию влияния размеров этого пакета на получаемые интерференционным методом размеры элемента (разд. 8).

2. НАЧАЛЬНЫЙ ВОЛНОВОЙ ПАКЕТ

Средняя множественность π^- -мезонов в нуклон-нуклонном взаимодействии при нашей энергии $\langle n \rangle \sim 0,6$ [15]. Значит, можно надеяться, что π^- -мезоны в нашем MgMg-столкновении ($\langle n \rangle \sim 9$) рождаются практически независимо друг от друга разными “одночастичными источниками”, т.е. в разных нуклон-нуклонных взаимодействиях, пион-нуклонных перерассеяниях и перезарядках и в распадах резонансов — в разных пространственно-временных точках объема генерации.

Одночастичным источником пиона будем считать реакцию, где этот пион родился или существенно перерассеялся в последний раз до вылета из объема генерации, когда его уже можно считать свободным. Его импульс в момент регистрации совпадает с импульсом в момент излучения, а энергия в точке регистрации — с энергией в точке излучения. Далее $E^2 = \mathbf{p}^2 + m_\pi^2$.

Амплитуда вероятности, что случайным образом выбранный пион излучен в 4-точке $r = (t, \mathbf{r})$ одночастичного источника и имеет 4-импульс $p = (E, \mathbf{p})$, равна

$$\psi(r) \exp(ipr), \quad (1)$$

где $\psi(r)$ — это амплитуда вероятности, что пион излучен в точке r , а $\exp(ipr) = \exp[i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})]$ — амплитуда условной вероятности, что если пион находится в точке r , то он имеет импульс p [16].

Если амплитуду (1) усреднить (когерентно) по всем возможным точкам излучения, то получится амплитуда вероятности, что пион, излученный этим одночастичным источником, имеет импульс p :

$$\varphi(p) = \int \psi(r) \exp(ipr) d^4r. \quad (2)$$

Обратное фурье-преобразование возвращает ее в $\psi(r)$:

$$\psi(r) = (2\pi)^{-3} \int \varphi(p) \exp(-ipr) d^3\mathbf{p}. \quad (3)$$

Здесь $\varphi(p)$ — это амплитуда вероятности, что пион имеет импульс p , а $\exp(-ipr)$ — амплитуда, что если пион имеет импульс p , то он находится в точке r [16]. Процедура (3) — это усреднение амплитуды

$$\varphi(p) \exp(-ipr) \quad (4)$$

по всем возможным импульсам одночастичного источника. Амплитуды $\psi(r)$ и $\varphi(p)$ взаимно однозначно связаны между собой.

Плотность вероятности, что пион имеет импульс p , т.е. 4-импульсный спектр одночастичного источника, это $W(p)=\varphi(p)\varphi^*(p)$. Плотность вероятности, что пион излучен в точке r , т.е. пространственно-временная форма одночастичного источника, это $V(r)=\psi(r)\psi^*(r)$.

Дисперсии 4-координатной функции $V(r)$: $\Delta r_i = ((r_i^2) - \langle r_i \rangle^2)^{1/2}$ и $\Delta t = ((t^2) - \langle t \rangle^2)^{1/2}$ — связаны с соответствующими дисперсиями 4-импульсной функции $W(p)$: $\Delta p_i = ((p_i^2) - \langle p_i \rangle^2)^{1/2}$ и $\Delta E = ((E^2) - \langle E \rangle^2)^{1/2}$ — соотношениями неопределенностей: $\Delta p_i \Delta r_i \geq 1/2$ и $\Delta E \Delta t \geq 1/2$. Это — математическое свойство фурье-преобразования (2)–(3). При гауссовых распределениях эти соотношения становятся равенствами.

Подчеркнем, что амплитуды (1)–(4) не являются плоскими волнами или волновыми пакетами, распространяющимися от точки излучения до детектора. Правда, можно сказать, что $\psi(r)$ — это *начальный* волновой пакет пиона. Но как только он начинает расплываться (примерно со скоростью пионов, разлетающихся в разные стороны [17]), то все предыдущие равенства становятся неверными. Например, Δr_i начинает расти при неизменном Δp_i .

Дисперсии Δr_i и Δt в терминах амплитуд называются обычно размерами одночастичного источника, т.е. неопределенностью положения 4-точки излучения пиона (см. [4, 18–20]). На языке волновых функций они называются размерами начального волнового пакета пиона [9, 20–25]. В разных случаях они также называются длиной и временем когерентности [18, 21, 22, 26] или корреляции [26, 27].

В рамках разных теоретических моделей исследовалось влияние этих размеров на получаемые интерференционным методом размеры объема генерации пионов (см. [4, 9, 18–27] и ссылки там). Результаты получились разнообразными и даже противоположными: от занижения действительных размеров объема генерации до их завышения.

В настоящей работе мы пытаемся исследовать это влияние экспериментально, пользуясь тем, что дисперсии импульсного спектра Δp_i и ΔE , а значит, и амплитуда $\varphi(p)$ зависят от выбранного подансамбля пионов [16, 28]. То есть от этого выбора зависит также амплитуда $\psi(r)$, а значит, и размеры одночастичного источника (размеры начального волнового пакета) Δr_i и Δt (см. разд. 8).

3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Если тот же одночастичный источник $\psi(r)$ сместить на 4-вектор r_a (см. [4, 19]), то амплитуда вероятности, что импульс пиона равен p , вместо (2) получится ($x=r-r_a$)

$$\int \psi(r-r_a) \exp(ipr) d^4r = \exp(ipr_a) \int \psi(x) \exp(ipx) d^4x = \varphi(p) \exp(ipr_a). \quad (5)$$

Пусть центры одночастичных источников двух случайных π^- -мезонов находятся в точках r_a и r_b , а возможные точки излучения распределены вокруг них по r'_a и r'_b . Тогда амплитуда вероятности, что первый пион (с импульсом p_1) излучен в точке r'_a , а второй (с импульсом p_2) излучен в r'_b , равна произведению одночастичных амплитуд, т.к. по предположению пионы рождаются независимо друг от друга:

$$A'_{ab} = \psi_a(r'_a - r_a) \psi_b(r'_b - r_b) \exp[i(p_1 r'_a + p_2 r'_b)]. \quad (6)$$

Усредним эту амплитуду по форме источников, т.е. проинтегрируем по r'_a и r'_b . Учитывая, что эти интегралы факторизуются и что интеграл Фурье от смещенной функции равен (5), получаем [4, 19]

$$A_{ab} = \varphi_a(p_1) \varphi_b(p_2) \exp[i(p_1 r_a + p_2 r_b)]. \quad (7)$$

Так же амплитуда вероятности, что первый из выбранных π^- -мезонов излучен источником с центром в r_b , а второй — в r_a , равна

$$A_{ba} = \varphi_b(p_1) \varphi_a(p_2) \exp[i(p_1 r_b + p_2 r_a)]. \quad (8)$$

Если эти две возможности неразличимы (см. обсуждение в [3]), то плотность вероятности выбора двух π^- -мезонов с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 , испущенных источниками с центрами в r_a и r_b , равна половине квадрата модуля суммы этих амплитуд:

$$2W_{ab}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = |A_{ab} + A_{ba}|^2 = |A_{ab}|^2 + |A_{ba}|^2 + 2 \operatorname{Re}(A_{ab} A_{ba}^*). \quad (9)$$

Если возможности различимы, например, если эти два пиона с разными импульсами излучены из разных ядро-ядерных столкновений, в каждом из которых независимо соблюдается закон сохранения импульса, то усреднять надо вероятности, а не амплитуды:

$$2W_{ab}^{\text{off}}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = |A_{ab}|^2 + |A_{ba}|^2. \quad (10)$$

Этот двухчастичный фоновый спектр с выключенными (off) корреляциями получается в экспериментах обычно именно так — смешиванием пионов из разных событий [5] (см. разд. 7).

Отношение вероятностей (9) и (10), т.е. корреляционная функция для этих двух точек излучения пионов, получается

$$C_{ab}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = 1 + \frac{2 \operatorname{Re}(A_{ab}A_{ba}^*)}{|A_{ab}|^2 + |A_{ba}|^2}. \quad (11)$$

Числитель интерференционного члена в (11) равен

$$2 \operatorname{Re} \{ \varphi_a(\mathbf{p}_1) \varphi_b(\mathbf{p}_2) \varphi_b^*(\mathbf{p}_1) \varphi_a^*(\mathbf{p}_2) \exp[i(p_1 - p_2)(r_a - r_b)] \}. \quad (12)$$

Здесь все амплитуды — это комплексные функции и мы не можем без дополнительных предположений упростить это выражение.

4. ОДНОРОДНЫЙ ОБЪЕМ ГЕНЕРАЦИИ

Рассмотрим случай однородного объема генерации пионов, то есть такого, где все одночастичные источники одинаковы:

$$\varphi_a(\mathbf{p}) = \varphi_b(\mathbf{p}) = \varphi(\mathbf{p}). \quad (13)$$

Это условие не выполняется для объема генерации, разные элементы которого разлетаются в разных направлениях и, находясь в разных точках, излучают пионы в разные части импульсного спектра.

Такая неоднородность характерна практически для всех моделей множественного рождения: каскадных, с их распадающимися на лету резонансами; фрагментационных, с разлетающимися файерболлами; гидродинамических и термодинамических, с расширяющимся объемом; мультипериферических, партонных и струнных, с их зависимостью импульса от узла цепочки или точки разрыва и т.д.

В наших MgMg-взаимодействиях для всего объема генерации, т.е. для полного ансамбля π^- -мезонов, равенство (13) тоже не выполняется [12, 13]. Но оно, видимо, справедливо, в каком-то приближении, для “отдельного” элемента этого объема, т.е. для подансамбля пионов из небольшого участка импульсного спектра, где $\mathbf{p}_1 \approx \mathbf{p}_2$ [12, 13].

Далее мы будем придерживаться предположения (13) в расчете на возможность выделения таких (почти) однородных элементов. При

условии (13) амплитуды $\varphi(\mathbf{p})$ в (12) комбинируются в вероятности $\varphi(\mathbf{p})\varphi^*(\mathbf{p})$ и сокращаются со знаменателем в (11):

$$C_{ab}(q) = 1 + \cos[(p_1 - p_2)(r_a - r_b)]. \quad (14)$$

Это выражение лоренц-инвариантно, в отличие от исходной формулы (11). Импульсы из (14) выпали, и осталась только их разность.

Функция (14) зависит от расстояния именно между центрами одночастичных источников. При условии (13) размеры и форма источников одинаковы (см. (2)–(3)) и центрами можно считать любые точки, одинаково расположенные относительно этих источников [4]. Корреляционная функция (14) не зависит от размеров источников (размеров начальных волновых пакетов), даже если они больше расстояния между центрами источников (см. (7)–(11)). Конечно, это справедливо только при сохранении условия, что пионы все-таки излучаются независимо друг от друга и не взаимодействуют в конечном состоянии.

5. ФОРМА ОБЪЕМА ГЕНЕРАЦИИ

Если известна форма однородного объема генерации (однородного элемента), т.е. пространственно-временная плотность распределения центров источников пионов $\rho(r)$, то можно получить полную корреляционную функцию, усреднив двухточечную корреляционную функцию (14) по всем положениям этих двух точек ($q \equiv p_1 - p_2$):

$$C(q) = 1 + \iint \rho(r_a)\rho(r_b) \cos[q(r_a - r_b)] d^4r_a d^4r_b. \quad (15)$$

Эта процедура — усреднение вероятностей, а не амплитуд — предполагает, что разные положения точки r_a (и/или r_b) приводят к разным конечным состояниям (см. обсуждение в [3]).

Учитывая, что $\cos[q(r_a - r_b)] = \text{Re}[\exp(iqr_a) \exp(-iqr_b)]$, получаем

$$\begin{aligned} C(q) &= 1 + \text{Re} \left\{ \int \rho(r_a) \exp(iqr_a) d^4r_a \int \rho(r_b) \exp(-iqr_b) d^4r_b \right\} = \\ &= 1 + \left| \int \rho(r) \exp(iqr) d^4r \right|^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Это — базовая формула интерферометрического метода получения экспериментальных размеров объема генерации пионов.

Если предположить, что пространственно-временная форма объема генерации в его системе покоя близка к распределению Гаусса:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^2 R_h R_v R_{\parallel} T} \exp\left(-\frac{r_h^2}{2R_h^2} - \frac{r_v^2}{2R_v^2} - \frac{r_{\parallel}^2}{2R_{\parallel}^2} - \frac{t^2}{2T^2}\right), \quad (17)$$

то из квадрата преобразования Фурье (16) получается

$$C(q) = 1 + \exp\left(-q_h^2 R_h^2 - q_v^2 R_v^2 - q_{\parallel}^2 R_{\parallel}^2 - q_0^2 T^2\right), \quad (18)$$

где индекс \parallel обозначает продольное, а индексы h и v — поперечные к пучку направления (горизонтальное и вертикальное относительно земли), R_i — среднеквадратичный разброс точек, а T — среднеквадратичный разброс моментов излучения пионов. Фитируя экспериментальную корреляционную функцию этой (или какой-либо другой) аппроксимацией, можно получить размеры объема генерации R_i и T .

Получаемые этим методом 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, $q_{\perp}^2 \equiv q_h^2 + q_v^2$.

Несколько физических и методических причин могут приводить к искажению формы корреляционного пика [6–8], что принято “компенсировать” введением дополнительного свободного параметра λ :

$$C(q) = 1 + \lambda \exp\left(-q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 - q_{\parallel}^2 R_{\parallel}^2 - q_0^2 T^2\right). \quad (19)$$

Выражение (18) уже не лоренц-инвариантно, в отличие от (14), т.к. неинвариантна форма объема генерации (17). Более того, не существует лоренц-инвариантной функции плотности вероятности $\rho(r)$. Инвариантную функцию $\rho(r) = \rho(t^2 - \mathbf{r}^2)$ нельзя отнормировать на единицу, т.к. 4-мерные интегралы от нее расходятся. Часто используемая, начиная с [1], инвариантная аппроксимация корреляционной функции

$$C(Q_{\text{inv}}) = 1 + \lambda \exp(-Q_{\text{inv}}^2 S^2), \quad (20)$$

где $Q_{\text{inv}}^2 \equiv \mathbf{q}^2 - q_0^2$, не следует прямо из общей формулы (16). Она получается только в “переменной системе отсчета”, каждый раз совпадающей с с.ц.м. очередной пары пионов, где $q_0 = 0$.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальный пленочный материал в 4 π -геометрии получен на установке с двухметровой стримерной камерой в магнитном поле СКМ-200 — ГИБС [29] в пучке ядер ^{24}Mg Дубненского синхрофазотрона при $p_{\text{лаб}}=4,3$ ГэВ/с на нуклон. Внутри чувствительного объема камеры находилась магниевая мишень $1,2$ г/см 2 . Камера срабатывала только в случае центрального MgMg-взаимодействия, т.е. когда стриппинговые нейтроны, протоны и другие фрагменты пучкового ядра не попадали в передний конус $\sim 2,4^\circ$ к пучку (~ 4 мср), что соответствует поперечному импульсу стриппингового нуклона ~ 180 МэВ/с [29]. Антистриппинговые счетчики находились в 6 м от мишени после 2 м магнитного поля 0,9 Т, и частицы более мягкие, чем стриппинговые, в них практически не попадали. Эти центральные (точнее, всенуклонные) взаимодействия составляли приблизительно $4 \cdot 10^{-4}$ от всех неупругих MgMg-взаимодействий.

Точность измерения импульсов пионов в лабораторной системе составляет около 1%, углов — примерно 5 мрад [29], что соответствует точности определения относительных импульсов двух пионов в с.д.м. MgMg — $2 \div 6$ МэВ/с. Пользуясь тем, что инвариантный относительный импульс пары пионов зависит только от их эффективной массы $Q_{\text{inv}}^2 = M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2$, можно получить экспериментальную оценку нашей точности по точности определения массы в распадах релятивистских (~ 4 А ГэВ/с) гиперядер $^4\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \pi^-$, полученной на этом же спектрометре [30]. Распадная энергия в этом процессе (56 МэВ) близка к интересующей нас области. Среднеквадратичное отклонение измеренных эффективных масс от табличной составило там ~ 3 МэВ.

Многочисленное рассеяние в мишени вносит дополнительную ошибку ~ 4 МэВ/с в относительный импульс двух пионов. Таким образом, полная среднеквадратичная ошибка меньше, чем ширина бина, которую мы использовали при фитировании (10 МэВ/с, см. ниже). А ширина бина, в свою очередь, существенно меньше ширины интерференционного пика ($\sigma \sim 40$ МэВ/с).

В анализ не включались пионы, измерительная ошибка которых, переведенная в их систему покоя, превышала 10 МэВ/с. Поэтому максимальная ошибка относительного импульса пары пионов, попадаю-

щей в интерференционный пик, не превышает ~ 14 МэВ/с. Потери π^- -мезонов ($\sim 10\%$), обусловленные в основном поглощением в мишени и плохой измеримостью вертикальных треков, локализованы в области быстроты мишени ($-1,1$ в с.ц.м. MgMg). В анализе использовано 120 тыс. пионов из 14 тыс. событий или 470 тыс. пар пионов.

7. ФОНОВЫЙ АНСАМБЛЬ И ФИТИРОВАНИЕ

Ансамбль событий с 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 в 30 раз большее число событий. При каждой множественности π^- -мезонов (n) каждое фоновое событие формировалось из n π^- -мезонов, случайным образом выбранных из разных реальных событий, содержащих то же количество π^- -мезонов. Эта процедура близка к использованной в [31] и отличается от предложенной в [32] тем, что реальный и фоновый спектры строятся на одном и том же ансамбле событий: в них содержится одинаковый процент π^- -мезонов (и их пар) из событий с одинаковой множественностью π^- -мезонов.

В интерференционном анализе использовались все пары π^- -мезонов как реального, так и фонового ансамбля, удовлетворяющие условиям отбора ($|\mathbf{p}_1|, |\mathbf{p}_2| < p_{\text{cut}}$, см. разд. 8).

Поиск параметров элементов объема генерации проводился методом максимального правдоподобия примерно так же, как в [33, 34]. Строились 3-мерные (или 4-мерные) гистограммы по q_{\perp} (или $|q_v|$ и $|q_h|$), а также $|q_{\parallel}|$ и $|q_0|$, отдельно для реальных и фоновых пар π^- -мезонов, с шагом 10 МэВ/с (МэВ), в интервале $0 \div 80$ МэВ/с (МэВ).

Число пар в каждом бине гистограммы фоновых пар делилось на 30, т.е. на отношение числа фоновых и реальных событий. Содержимое каждого непустого бина гистограммы фоновых пар умножалось на $C(q)$ (19) (или (18)) при некотором наборе свободных параметров R_{\perp}^2 (или R_v^2 и R_h^2), а также R_{\parallel}^2 , T^2 и λ . Полагая полученную величину средним значением распределения Пуассона, вычислялась вероятность для числа пар, содержащегося в том же бине гистограммы реальных пар. Произведение вероятностей для всех бинов максимизировалось по этим параметрам программой FUMILI.

В отличие от работы [34], мы не использовали нормировочного свободного параметра, приводящего к единице отношение числа реальных и фоновых пар за пределами интерференционного пика. Это отношение при $|\mathbf{q}| > 100$ МэВ/с у нас получается $\sim 0,99$ при всех p_{cut} , т.к. превышение числа реальных пар в пике над фоном составляет примерно 1% от всех пар π^- -мезонов. Но при анализе подансамблей пионов с очень маленьким p_{cut} за пределами пика остается очень мало пар, что исключает возможность использования нормировочного свободного параметра и приводит к необходимости формирования фонового ансамбля в виде полных событий, а не отдельных пар пионов.

Ширина гистограммы 80 МэВ/с (МэВ) включает практически всю информативную часть интерференционного пика — ширина пика по основанию ~ 100 МэВ/с (МэВ). В то же время эта ширина гистограммы достаточно мала для того, чтобы подансамбли пионов как с широким, так и с узким импульсным спектром (с разным p_{cut}) фитировались приблизительно по одной и той же части пика. Это может быть важно ввиду произвольности выбора аппроксимации (18). Впрочем, наш результат слабо зависит от ширины гистограммы, во всяком случае, в пределах 60–100 МэВ/с (МэВ).

Пары π^- -мезонов (как реальные, так и смешанные) с $Q_{\text{inv}} < 10$ МэВ в анализе не использовались из-за возможных измерительных ошибок в этой области, связанных с перепутыванием треков на разных стереопроекциях фотопленки. При этом также снимается проблема двухчастичного разрешения пионов, имеющих очень близкие импульсы. Гамовская поправка на кулоновское взаимодействие пионов [32], существенная только в этой же области малых Q_{inv} , при этом становится пренебрежимой. Тем не менее она вводилась стандартным способом [33]. Каждая смешанная пара бралась с весом $\eta' / [\exp(\eta') - 1]$, где $\eta' = 2\pi m_\pi \alpha / Q_{\text{inv}}$ ($\alpha = 1/137$).

8. РАЗМЕР ЭЛЕМЕНТА

Объем генерации пионов в наших MgMg-взаимодействиях неоднороден, он расширяется как в продольном [12], так и в поперечном [13] к пучку направлении. Пионы из разных частей импульсного спектра соответствуют разным элементам объема, движущимся друг относи-

тельно друга с релятивистскими скоростями, что нарушает условие применимости базовой формулы интерференционного анализа (16). Попытка провести такой анализ для всего ансамбля пионов приводит к абсурду: параметр T^2 , обозначающий квадрат дисперсии распределения моментов излучения пионов, получается отрицательным [12, 13].

Попробуем выделить достаточно однородный элемент объема генерации, покоящийся в с.ц.м. MgMg и излучающий пионы в ограниченной области импульсного спектра $|\mathbf{p}| < p_{\text{cut}}$. На рис. 1 приведены результаты фита аппроксимацией (19) корреляционных функций для таких ограниченных подансамблей пионов в зависимости от p_{cut} . Видно, что при сужении границы подансамбля, начиная примерно с $p_{\text{cut}} < 250$ МэВ/с, параметр T^2 становится положительным. Граничная энергия элемента в [13] выбиралась именно так.

При сужении границ импульсного спектра подансамбль пионов становится все более чистым — подчиняющимся условию (13), т.е. описываемым единой амплитудой $\varphi(\mathbf{p})$. Но и из чистого подансамбля пионов можно выбрать подсовокупность с еще меньшей дисперсией импульсного спектра, соответствующую, таким образом, другой амплитуде — $\varphi'(\mathbf{p})$ [16, 28]. В данном случае $\varphi'(\mathbf{p}) = \varphi(\mathbf{p})$ при $|\mathbf{p}| < p_{\text{cut}}$ и $\varphi'(\mathbf{p}) = 0$ при $|\mathbf{p}| > p_{\text{cut}}$. Новая функция $\varphi'(\mathbf{p})$ взаимно однозначно связана с новой функцией $\psi'(r)$ фурье-преобразованием (2)–(3).

Никакие эксперименты с этой ограниченной подсовокупностью пионов не позволят узнать, является ли новая отфильтрованная функция $\varphi'(\mathbf{p})$ только проекцией функции $\varphi(\mathbf{p})$, или она полностью описывает наши одночастичные источники. То есть, если бы наши одночастичные источники действительно описывались начальным волновым пакетом $\psi'(r)$, а не $\psi(r)$, то мы должны были получить те же экспериментальные результаты, что и для пакета $\psi(r)$ при отборе $|\mathbf{p}| < p_{\text{cut}}$. Несколько смягчая интерпретацию, можно сказать, что мы вовсе не меняем начальный волновой пакет, а просто абсолютно точно моделируем ситуацию, когда он описывается амплитудой $\psi'(r)$, а не $\psi(r)$.

Другими словами, физический смысл амплитуды (волновой функции) заключается только в том, что ее квадрат — это вероятность. А вероятность пиону иметь какой-то импульс зависит от подансамбля, к которому мы этот пион приписали. Например, для пиона из подансамбля $|\mathbf{p}| < p_{\text{cut}}$ вероятность иметь импульс больше p_{cut} равна нулю.

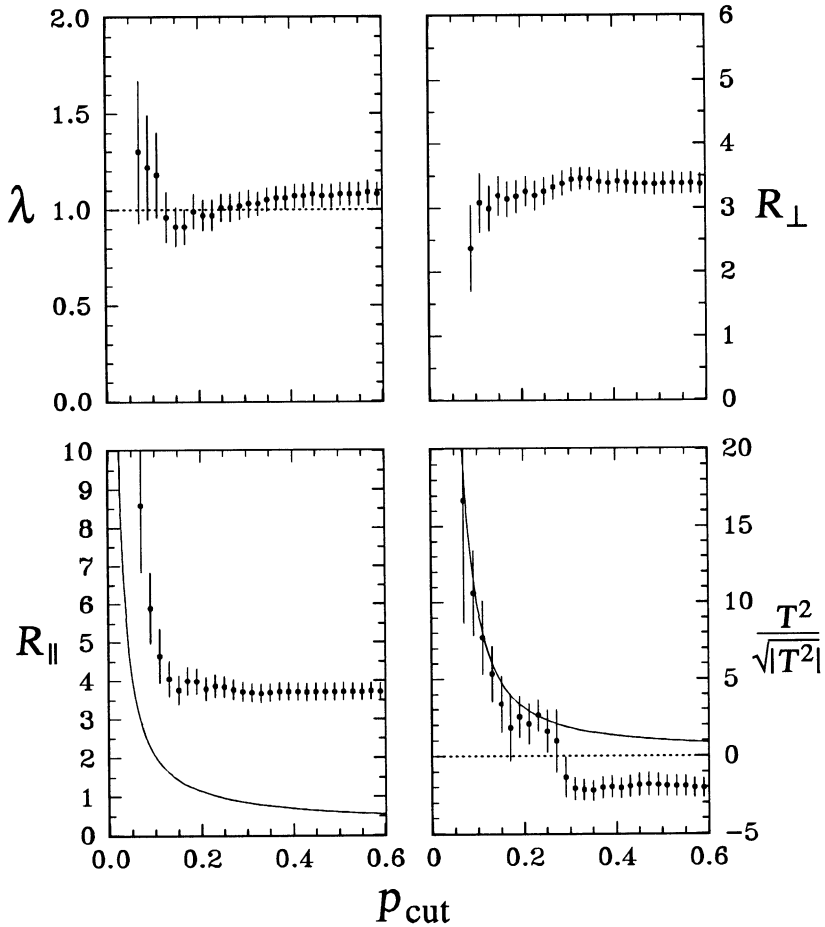


Рис. 1. Параметры элемента объема генерации в зависимости от подансамбля пионов, выбранных для интерференционного анализа. В подансамбль входят π^- -мезоны с импульсом $|\mathbf{p}| < p_{\text{cut}}$ в с.д.м. $MgMg$. Фит — аппроксимацией (19). Кривые — минимальные размеры волнового пакета, полученные согласно $R_{\parallel} = \hbar/2\Delta p_{\parallel}$ и $T = \hbar/2\Delta E$, где Δp_{\parallel} и ΔE — экспериментальные дисперсии спектра пионов при данном p_{cut} . Размеры приведены в фм (фм/с), p_{cut} — в ГэВ/с

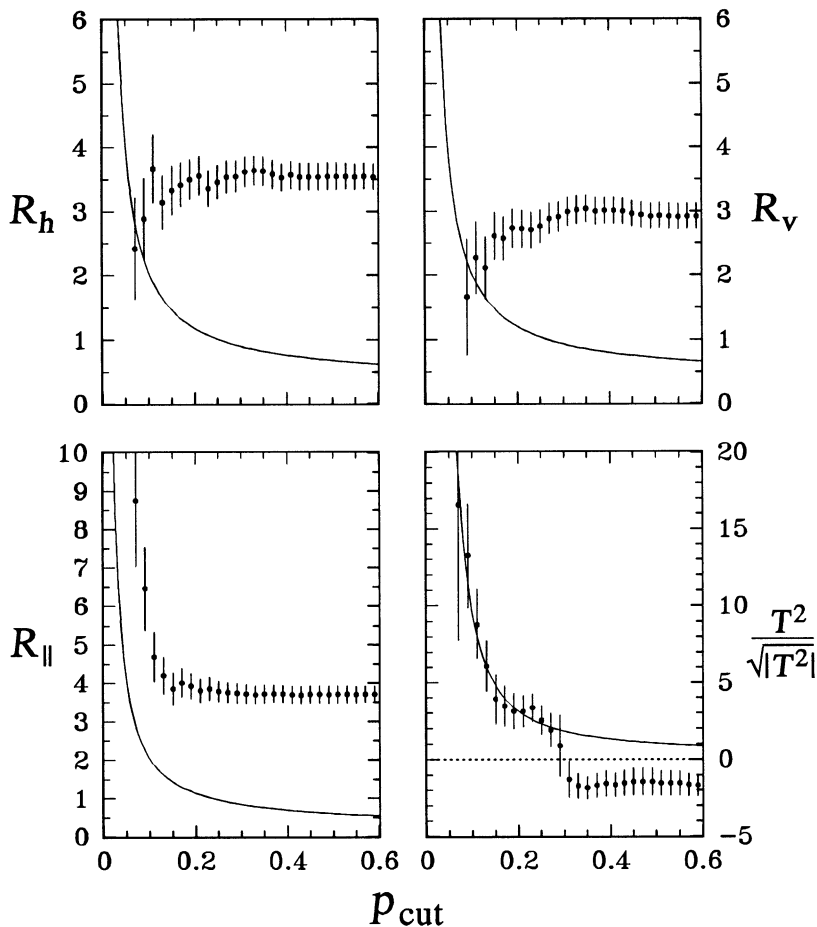


Рис. 2. Размеры элемента объема генерации в зависимости от подансамбля π^- -мезонов, выбранных для интерференционного анализа. В подансамбль входят π^- -мезоны с импульсом $|\mathbf{p}| < p_{\text{cut}}$ в с.ц.м. $MgMg$. Фит — аппроксимацией (18). Кривые — минимальные размеры волнового пакета, полученные согласно $R_i = \hbar/2\Delta p_i$ и $T = \hbar/2\Delta E$, где Δp_i и ΔE — экспериментальные дисперсии спектра пионов при данном p_{cut} . Размеры приведены в фМ (фМ/с), p_{cut} — в ГэВ/с

Таким образом, мы получаем возможность на нашем экспериментальном материале исследовать влияние размеров начального волнового пакета пионов на размеры объема их генерации, получаемые интерференционным методом. Кривые на рис. 1 показывают нижние границы размеров волнового пакета, соответствующие данным p_{cut} . Кривые проведены по точкам, полученным согласно $R_{\parallel} = \hbar/2\Delta p_{\parallel}$ и $T = \hbar/2\Delta E$, где Δp_{\parallel} и ΔE — это экспериментальные дисперсии спектра пионов, принадлежащих подансамблю с данным p_{cut} . Для R_{\perp} подобной кривой провести нельзя — q_{\perp} не имеет направления.

На рис. 2 показаны результаты полного 4-мерного фита данных аппроксимацией (18) (с множителем λ перед экспонентой). Поведение этого множителя не показано — оно такое же, как на рис. 1. Впрочем, рис. 1 и 2 практически не меняются и при выключении этого параметра (при $\lambda = 1$). Кривые на рис. 2 получены так же, как на рис. 1, но здесь присутствуют и поперечные направления.

Приведенные ошибки точек — статистические, но соседние точки, конечно, скоррелированы — они получены почти на одном и том же ансамбле пар. Отличие горизонтального размера от вертикального дает оценку наших систематических ошибок.

В других экспериментальных работах также исследовалась зависимость размеров элементов объема генерации от выбранного подансамбля пионов (см., например, [34–39] и ссылки там), но не в связи с размерами волнового пакета — в этих работах не приводились дисперсии импульсных распределений в подансамблях (см., однако, [37]).

Использование резкой границы подансамбля p_{cut} (хотя и несколько сглаженной за счет конечной статистики) могло бы привести к усиленным неравенствам $R_i \Delta p_i \gg \hbar/2$ и $T \Delta E \gg \hbar/2$, не имеющим оценочной значимости [28]. Однако интерференционный анализ, проведенный для подансамблей с плавной границей, когда пион включается в подансамбль случайным образом — с вероятностью $\exp(-\mathbf{p}^4/\sigma^4)$ (варьируется σ), дает результаты, близкие к предыдущим (не показано). Здесь использована четвертая степень, а не вторая, т.к. при гауссовом распределении в подансамбль попадает слишком много пионов с большими импульсами, что приводит к очень большим ошибкам точек.

Наши результаты согласуются и в то же время расходятся с обеими группами теоретических моделей. Поведение поперечных размеров

ближе к моделям, в которых конечность размеров волнового пакета приводит к занижению действительных размеров объема генерации. Поведение продольного размера и длительности излучения скорее подтверждает модели, где размеры пакета квадратично складываются с размерами объема генерации. Однако статистическая обеспеченность результатов не позволяет утверждать это категорически.

Поведение временного параметра на рис. 1, 2 указывает на проблематичность его измерения интерференционным методом.

Авторы благодарны Р. Ледницкому и В.Л. Любошицу за многочисленные дискуссии и критические замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G.Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. 120, 300 (1960).
- [2] Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ 15, 392 (1972).
- [3] Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ 18, 656 (1973).
- [4] Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ 19, 434 (1974).
- [5] G.I.Kopylov, Phys. Lett. B 50, 472 (1974).
- [6] W.A.Zajc, Nevis Report 1384, Columbia University (1987).
- [7] М.И.Подгорецкий, ЭЧАЯ 20, 628 (1989).
- [8] D.H.Boal *et al.*, Rev. Mod. Phys. 62, 553 (1990).
- [9] U.A.Wiedemann, U.Heinz, Phys. Rep. 319, 145 (1999).
- [10] Р.Ледницки, В.Л.Любошиц, ЯФ 35, 1316 (1982).
- [11] М.И.Подгорецкий, ЯФ 37, 455 (1983).
- [12] M.Kh.Anikina *et al.*, Preprint JINR E1-95-311 (Dubna, 1995).
- [13] M.Kh.Anikina *et al.*, Phys. Lett. B 397, 30 (1997).
- [14] H.Appelshäuser *et al.*, Eur. Phys. J. C 2, 661 (1998).
- [15] V.D.Aksinenko *et al.*, Nucl. Phys. A 348, 518 (1980).
- [16] Р.Фейнман, А.Хибс, *Квантовая механика и интегралы по траекториям* (Мир, Москва, 1968), Гл.5.
- [17] А.Мессиа, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1978), §VI.3.
- [18] R.Lednický, V.L.Lyuboshitz, Heavy Ion Phys. 3, 93 (1996).
- [19] R.Lednický *et al.*, Phys. Rev. C 61, 034901 (2000).

- [20] Yu.M.Sinyukov, A.Yu.Tolstykh, Z. Phys. C 61, 593 (1994).
- [21] S.Pratt, Phys. Rev. D 33, 72 (1986).
- [22] S.S.Padula *et al.*, Nucl. Phys. B 329, 357 (1990).
- [23] H.Merlitz, D.Pelte, Z. Phys. A 357, 175 (1997).
- [24] U.A.Wiedemann *et al.*, Phys. Rev. C 56, 614 (1997).
- [25] J.Zimányi, T.Csörgő, Heavy Ion Phys. 9, 241 (1999).
- [26] I.V.Andreev, R.M.Weiner, Phys. Lett. B 253, 416 (1991).
- [27] I.V.Andreev *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A 8, 4577 (1993).
- [28] Л.И.Мандельштам, *Лекции по основам квантовой механики*.
Полн. собр. тр. (Изд. АН СССР, Ленинград, 1950), т.5, Лекция 5.
- [29] С.А.Авраменко и др., ПТЭ 1999, № 3, 27.
- [30] A.U.Abdurakhimov *et al.*, Nuovo Cim. A 102, 645 (1989).
- [31] S.Y.Fung *et al.*, Phys. Rev. Lett. 41, 1592 (1978).
- [32] M.Gyulassy *et al.*, Phys. Rev. C 20, 2267 (1979).
- [33] W.A.Zajc *et al.*, Phys. Rev. C 29, 2173 (1984).
- [34] A.D.Chacon *et al.*, Phys. Rev. C 43, 2670 (1991).
- [35] D.Beavis *et al.*, Phys. Rev. C 34, 757 (1986).
- [36] R.Bock *et al.*, Mod. Phys. Lett. A 3, 1745 (1988).
- [37] W.B.Christie *et al.*, Phys. Rev. C 47, 779 (1993).
- [38] T.Alber *et al.*, Z. Phys. C 66, 77 (1995).
- [39] I.G.Bearden *et al.*, Phys. Rev. C 58, 1656 (1998).

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 2000 года.

Аникина М.Х., Голохвастов А.И., Лукстиньш Ю.
Зависимость интерферометрических размеров объема
генерации пионов от размеров их волнового пакета

P1-2000-261

Экспериментально исследуется влияние размеров начального волнового пакета пионов на размеры элементов объема генерации пионов, получаемых интерференционным методом, в центральных MgMg-взаимодействиях при 4,3 ГэВ/с на нуклон.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод авторов

Anikina M.Kh., Golokhvastov A.I., Lukstins J.
Dependence of the Interferometric Sizes
of Pion Generation Volume on Sizes of Their Wave Packet

P1-2000-261

The influence of the pion initial wave packet sizes on sizes of the elements of the pion generation volume obtained by the interference method is investigated experimentally in the central MgMg interactions at 4.3 GeV/c per nucleon.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

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

Подписано в печать 27.11.2000
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,38
Тираж 375. Заказ 52375. Цена 1 р. 66 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области