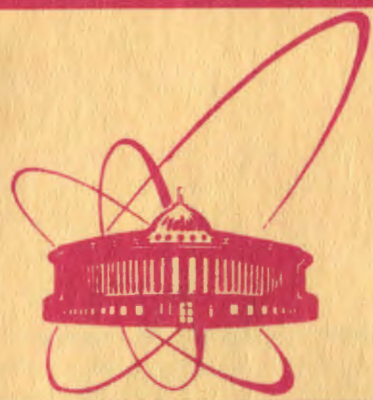


е  
А



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

4832/2-81

28/9-81  
P1-81-496

Н.Ангелов, Н.Ахабабян, В.Г.Гришин,  
Р.А.Кватадзе, М.Ковальски

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ  
ТОЖДЕСТВЕННЫХ ПИОНОВ,  
ОБРАЗОВАННЫХ ВО МНОЖЕСТВЕННЫХ  
ПРОЦЕССАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в "Болгарский физический журнал"

1981

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Определение размеров области излучения вторичных частиц по интерференции тождественных бозонов /1-3/ стало широко применимым подходом, с помощью которого получены обширные данные для различных типов первичных частиц во всем ускорительном диапазоне энергий /4/. Это позволяет изучать пространственно-временную картину множественного образования частиц. Вместе с тем необходимо более детальное рассмотрение основных предположений теории и особенностей применяемой методики /5-8/.

В настоящей работе рассматриваются некоторые методические проблемы, возникающие при исследовании пространственно-временных характеристик области генерации вторичных отрицательных пионов по интерференции тождественных бозонов в условиях реального эксперимента. Анализ проводится на основе экспериментального материала, полученного на 2-метровой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной  $\pi^-$ -мезонами с импульсами 40 ГэВ/с и ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с нуклон. Методические особенности регистрации, обработки событий и основные характеристики использованных данных /около 18000  $\pi^-p$ , 9000  $\pi^-C$  и 1200  $CTa$  -взаимодействий/ приведены в /9,10/. Полученные результаты о размерах и формах источников излучения вторичных пионов в рассматриваемых взаимодействиях представлены в /11-13/.

Как известно, корреляция между вторичными тождественными пионами из реальных событий приводит к превышению таких пар  $N(\pi_1^-, \pi_2^-)$  над двухчастичными комбинациями пионов  $N_\phi(\pi_1^-, \pi_j^-)$  без интерференции:

$$R(q_0, \vec{p}) = \frac{N(\pi_1^-, \pi_2^-)}{N_\phi(\pi_1^-, \pi_j^-)} = 1 + \Delta(q_0, \vec{p}), \quad /1/$$

где  $q_0 = E_1 - E_2$ ,  $\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ ,  $E_1, E_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2$  - энергии и импульсы рассматриваемых пионов; функция  $\Delta(q_0, \vec{p}) \rightarrow 1$  при  $q_0, \vec{p} \rightarrow 0$  и  $\Delta(q_0, \vec{p}) \rightarrow 0$  вне области интерференции, а ее явный вид зависит от конкретной модели распределения источников излучения. В настоящей работе используется модель равномерного распределения источников по поверхности сферы с радиусом  $r$  и временем жизни  $\tau$ , в которой

$$\Delta(q_0, \vec{p}) = \frac{[2J_1(q_{\perp} r)/q_{\perp} r]^2}{1 + (q_0 r)^2}, \quad /2/$$

где  $\vec{q}_{\perp} = \vec{q} - (\vec{q} \cdot \vec{n})\vec{n}$ ,  $\vec{q} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ ,  $\vec{n} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}$ ,  $J_1(q_{\perp} r)$  - функция Бесселя. Как видно из /1/, величина и вид превышения зависят от отношения двух распределений. В "реальных" комбинациях пар пионов из одних и тех же событий, кроме интерференционного вклада, связанного с тождественностью частиц, существенное влияние оказывают законы сохранения энергии-импульса, квантовых чисел, взаимодействия в конечном состоянии и сама динамика процесса. В "фоновых" распределениях между частицами должны отсутствовать только интерференционные корреляции. Нарушение того или иного из упомянутых условий может привести к неверным результатам.

Для иллюстрации возникающих вопросов можно, например, отметить, что почти во всех экспериментальных исследованиях значения функции /1/ при  $q_{\perp}^2 \rightarrow 0$ ,  $q_0 \rightarrow 0$  обычно  $1,3 \div 1,5$  и меньше ожидаемого значения  $2^*$ . Но причины этого расхождения могут быть различного происхождения. Если, например, для адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях это может быть связано с нарушением основных предположений простейших моделей, то для ядро-ядерных столкновений при энергии несколько ГэВ образование пионов идет в основном в бинарных нуклон-нуклонных взаимодействиях, что удовлетворяет основному предположению о независимом рождении пионов. Конечно, и в ядро-ядерных взаимодействиях ситуация может измениться, если в образовании пионов заметную роль играет распад тяжелых барионных изобар или существенный вклад вносят процессы перерассеяния и др. /16/. Во всех взаимодействиях это может быть связано и с существованием нескольких источников /17/.

С другой стороны, на получаемые результаты может влиять выбор фонового распределения. Обычно употребляется два способа получения этих распределений: или используют пары нетождественных частиц /обычно комбинации  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов/ из одних и тех же событий /в этом случае возможно влияние динамики процесса или рождения резонансов/, или берут пары одновременно заряженных пионов, но из разных звезд /здесь возможно влияние нарушения законов сохранения энергии-импульса/. Для различных типов взаимодействий и в зависимости от энергии столкновения частиц влияние этих факторов может быть различным. Ко всему этому добавляются проблемы, связанные с использованием конкретной методики эксперимента: идентификация и точность из-

\*Кроме процессов аннигиляции, где  $R(0,0) \approx 2^{14,15/}$ .

мерения импульсов и углов вылета частиц, разрешающая способность аппаратуры, нормировка экспериментальных частиц распределений и др.

## §2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Отсутствие адекватной теории описания адрон-адронных или ядро-ядерных взаимодействий не позволяет решать обсуждаемые проблемы прямым путем, сравнивая теоретические расчеты с экспериментальными данными. Однако некоторые сведения можно получить, моделируя сам эффект интерференции тождественных частиц в условиях реального эксперимента. Эффект интерференции можно ввести, приписывая вес

$$W_s(q_1^2) = 1 + \frac{4J_1^2(q_1 r)}{(q_1 r)^2} \quad /3/$$

каждой паре одноименно заряженных пионов в данном событии. В этом случае исходное распределение  $N(\pi_1^-, \pi_2^-)$  можно рассматривать как "фоновое", в котором исключена только интерференция тождественных частиц. Из-за ограниченной статистики весь дальнейший анализ проведен на основе одномерных распределений

$$R(q_1^2) = \frac{N_w(\pi_1^-, \pi_2^-)}{N(\pi_1^-, \pi_2^-)}, \quad /4/$$

которые описывались функцией

$$R(q_1^2) = a(1 + \lambda \frac{4J_1^2(q_1 r)}{(q_1 r)^2}). \quad /5/$$

Она получается из /1/ при интегрировании по  $q_0$ .

В табл. 1 представлены полученные таким образом значения параметров аппроксимации  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $p = 40$  ГэВ/с для заданного набора значений радиуса области излучения  $r_i$ . С целью иллюстрации на рис. 1 приведены аппроксимирующие функции для нескольких значений  $r_i$ . Как видно из таблицы, уже при  $r_i \geq 1$  Фм эффект интерференции восстанавливается с достаточно хорошей точностью, а величина эффекта ( $\lambda$ ) растет с увеличением предполагаемого радиуса области излучения вторичных частиц. В этой же таблице представлены значения  $R(q_1^2): l_1$  - для первого интервала переменной  $\Delta q_1^2 = /0-0,010/$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>, когда распределения  $N_w(\pi_1^-, \pi_2^-)$  и  $N(\pi_1^-, \pi_2^-)$  нормированы на всю площадь в рассматриваемом интервале по  $q_1^2 \leq 0,200$  /ГэВ/с<sup>2</sup>. Видно, что при такой нормировке значения  $l_1$  значительно меньше ожидаемого значения 2, и приближаются к нему только при больших значениях  $r_i$ . Зато нормировка по "хвосту" ( $q_1^2 \geq q_{1(i)}^2$ ) этих распределе-

Таблица 1

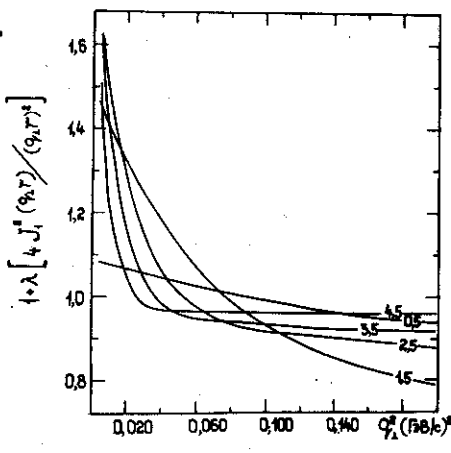
Значения параметров аппроксимации моделированных распределений<sup>/4/</sup> функцией<sup>/5/</sup> /  $q_0 \leq 0,3$  ГэВ/

$\xi_i$ (ФМ)	$a$	$\lambda$	$\xi_{ij}$ (ФМ)	$l_1$	$l_2$
0,5	$0,52 \pm 0,2$	$0,52 \pm 0,02$	$0,5 \pm 3,3$	$1,1 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,2$
1,5	$0,69 \pm 0,08$	$0,69 \pm 0,08$	$1,5 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,1$
2,5	$0,82 \pm 0,03$	$0,84 \pm 0,14$	$2,5 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,1$
3,5	$0,89 \pm 0,03$	$0,90 \pm 0,20$	$3,6 \pm 0,5$	$1,7 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$
4,5	$0,91 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,40$	$4,5 \pm 0,8$	$1,8 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$

ний дает значения  $l_2$  для первого интервала, равное ожидаемой величине  $2^*$ . Однако в этом случае  $q_{1(i)}^2$  для различных  $\Gamma_i$  надо брать при различных значениях  $q_1^2$ , где эффект интерференции уже несуществен. Для иллюстрации на рис. 2 представлено несколько аппроксимирующих кривых при такой нормировке.

Аналогичные результаты имеем и при использовании в качестве исходных распределений, полученных путем перепутывания пионов из разных звезд /фоновые распределения/. Результаты не меняются и при разбиении распределений по  $q_1^2$  на более узкие интервалы.

При реальных условиях исследования распределения типа<sup>/1/</sup> строятся на основе имеющейся статистики, с одной стороны, и



разрешающей способности установки - с другой. В<sup>/11,12/</sup> представлены значения средних стандартных ошибок для различных интервалов переменных  $q_1^2$  и  $q_0$ . В области прояв-

Рис. 1. Аппроксимирующие функции для моделированного эффекта интерференции с различными значениями  $\Gamma_i$ . Распределения нормированы на все комбинации пар пионов в рассматриваемой области по  $q_1^2 \leq 0,200$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

\* Конечно, при такой нормировке  $a = 1$  и  $\lambda = 1$ .

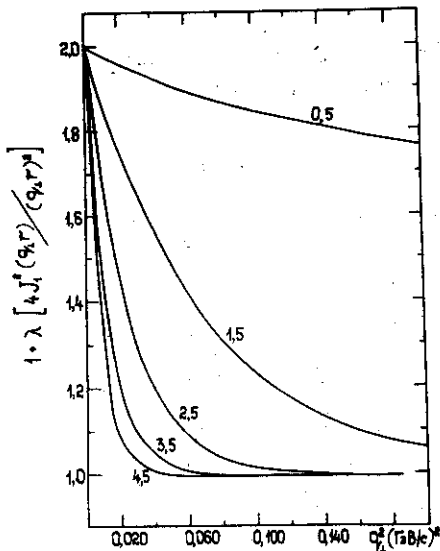


Рис. 2. Аппроксимирующие функции для моделированного эффекта интерференции с различными значениями  $\gamma_1$ . Распределения нормированы при  $q_1^2 \geq q_{1(i)}^2$ , после которого эффект интерференции несуществен.

ления эффекта интерференции  $q_1^2 \leq 0,060$  /ГэВ/с<sup>2</sup>,  $\delta q_1^2$  составляют, примерно, 10% от величины интервала. В эту область попадает меньше 10% комбинаций пар пионов.

В табл. 2 представлены значения параметров аппроксимации распределений типа /1/ для трех исследуемых нами процессов

$\pi^- p$ ,  $\pi^- C$  и  $С\pi\alpha$ -взаимодействий, при разных интервалах по переменной  $q_1^2$ : 0,010; 0,004; и 0,002 ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> \*.

В пределах значительных статистических ошибок нет изменения нормировочного коэффициента /а/, интерференционного члена ( $\lambda$ ) и радиуса области излучения  $r_j$ . Однако величины  $\ell_1$  или  $\ell_2$  /значения функции  $R(q_1^2)$  в первом интервале по переменной  $q_1^2$  увеличиваются с уменьшением шага по  $q_1^2$ . На рис. 3 и 4 представлены экспериментальные данные для  $\pi^- p$  и  $С\pi\alpha$ -взаимодействий и их аппроксимация функциями /5/ для интервала  $q_1^2$  от 0 до 0,030 /ГэВ/с<sup>2</sup>. Видно, что при большем разбиении  $\Delta q_1^2 \leq 0,004$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> / функция вида /5/ плохо аппроксимирует первые точки распределения. Это можно связать и с динамикой процесса образования вторичных пионов, например, с существованием двух источников, как и было показано в /13/.

### §3. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОНОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Основной вопрос, который возникает при построении фоновых распределений, сводится к тому, насколько "избыток" в экспериментальных распределениях над ними связан только с эффектом интерференции тождественных частиц. Иными словами, насколько нарушение кинематических или динамических связей при построе-

\*В этих случаях  $N_{\phi}(\pi_i^-, \pi_j^-)$  строилось путем перепутывания пионов из разных событий.

Таблица 2

Значения параметров аппроксимации экспериментальных распределений<sup>/1/</sup> функцией<sup>/5/</sup> /  $q_0 \leq 0,3$  ГэВ/

	Интервал по $q^2$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\pi^-p$	$\pi^-C$	$C^+Ta$
$\alpha$	0,010	$0,88 \pm 0,04$	$0,93 \pm 0,02$	$0,95 \pm 0,03$
	0,004	$0,87 \pm 0,06$	$0,93 \pm 0,03$	$0,93 \pm 0,03$
	0,002	$0,83 \pm 0,06$	$0,93 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,04$
$\lambda$	0,010	$0,35 \pm 0,06$	$0,32 \pm 0,06$	$0,40 \pm 0,26$
	0,004	$0,32 \pm 0,06$	$0,38 \pm 0,06$	$0,47 \pm 0,21$
	0,002	$0,34 \pm 0,06$	$0,37 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,20$
$\xi$ (Фн)	0,010	$1,8 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,4$	$3,5 \pm 0,7$
	0,004	$1,7 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,5$	$3,3 \pm 0,9$
	0,002	$1,6 \pm 0,5$	$2,8 \pm 0,6$	$3,2 \pm 1,3$
$l_1$	0,010	$1,17 \pm 0,06$	$1,23 \pm 0,04$	$1,18 \pm 0,08$
	0,004	$1,36 \pm 0,07$	$1,38 \pm 0,07$	$1,30 \pm 0,14$
	0,002	$1,62 \pm 0,15$	$1,53 \pm 0,10$	$1,50 \pm 0,21$
$l_2$	0,010	$1,33 \pm 0,06$	$1,32 \pm 0,05$	$1,25 \pm 0,09$
	0,004	$1,56 \pm 0,12$	$1,48 \pm 0,10$	$1,41 \pm 0,15$
	0,002	$1,94 \pm 0,19$	$1,65 \pm 0,14$	$1,76 \pm 0,23$

нии фоновых распределений путем перепутывания пионов из разных событий сказывается на получаемых результатах.

Одной из возможностей для исследования этого вопроса является использование мультипериферической кластерной модели адрон-адронных взаимодействий<sup>/13/</sup>. Она позволяет рассчитать значительное количество одномерных и двумерных характеристик вторичных частиц, которые хорошо описывают экспериментальные данные для  $pp$ -взаимодействий от 70 до 200 ГэВ и экспериментальные результаты для  $\pi^-p$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с. Отсутствие эффекта интерференции тождественных частиц в этой модели дает возможность проверить влияние построения фоновых распределений путем перепутывания частиц из разных звезд на получаемые результаты при аппроксимации распределений<sup>/4/</sup>.

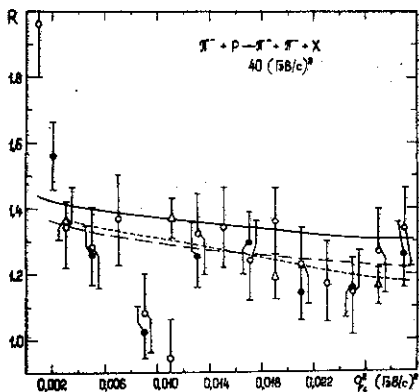


Рис. 3. Экспериментальные распределения  $R(q_{\perp}^2)$  для  $\pi^-p$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с и их аппроксимирующие функции для трех разных шагов по переменной  $q_{\perp}^2$ :  $\Delta q_{\perp}^2 = 0,010$  /ГэВ/с/ $^2$  ( $\Delta$ );  $\Delta q_{\perp}^2 = 0,004$  /ГэВ/с/ $^2$  ( $\bullet$ ) и  $\Delta q_{\perp}^2 = 0,002$  /ГэВ/с/ $^2$  (O).

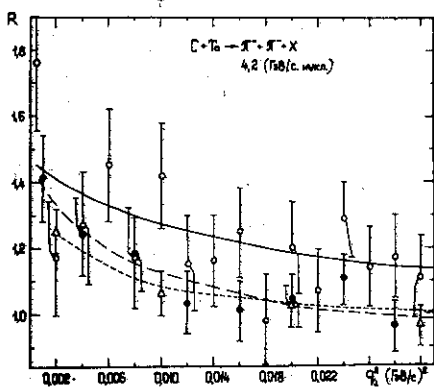


Рис. 4. Экспериментальные распределения  $R(q_{\perp}^2)$  для C+Ta столкновений при 4,2 ГэВ/с и их аппроксимирующие функции для трех разных шагов по переменной  $q_{\perp}^2$ :  $\Delta q_{\perp}^2 = 0,010$  /ГэВ/с/ $^2$  ( $\Delta$ );  $\Delta q_{\perp}^2 = 0,004$  /ГэВ/с/ $^2$  ( $\bullet$ ) и  $\Delta q_{\perp}^2 = 0,002$  /ГэВ/с/ $^2$  (O).

На рис. 5 приведено распределение  $R(q_{\perp}^2)$ , полученное для 13000 моделированных  $\pi^-p$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с. Видно, что оно в пределах статистических ошибок не отклоняется от ожидаемого значения 1. Это показывает, что фон, образованный перепутыванием частиц из разных звезд, не создает "ложный" эффект интерференции и не может привести к искажению получаемых результатов.

В некоторых исследованиях при построении фоновых распределений учитывается топология реальных событий<sup>19/</sup>. Основания для этого имеются вследствие кинематических ограничений, которые особенно чувствительны на границе фазового объема. Действительно, построение фоновых распределений  $N_{\phi}(\pi_i^-, \pi_j^-)$  при различных множественностях заряженных частиц для  $\pi^-p$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с показывает некоторое их отличие за пределами двух стандартных отклонений /рис. 6/. Однако инклюзивные фоновые распределения ( $n_{\pm} \geq 4$ ), полученные при перепутывании пионов из разных событий с учетом и без учета их топологии для реального распределения по множественности, совпадают /рис. 7/.

В табл. 3 представлены значения параметров аппроксимации распределения<sup>4/</sup> для  $\pi^-p$ -взаимодействий, полученные с использованием двух разных фоновых распределений. Они не отличаются друг от друга.



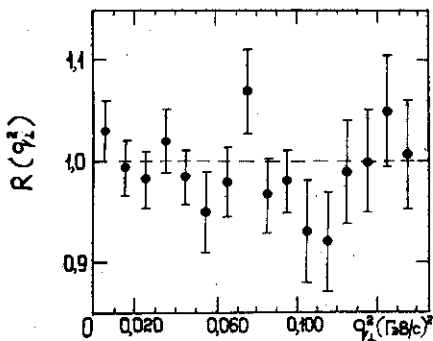


Рис. 5. Значения  $R(q_1^2)$  для событий, полученных на основе мультипериферической кластерной модели взаимодействия адронов при  $p = 40$  ГэВ/с. Фоновое распределение получено путем перепутывания пионов из разных звезд.

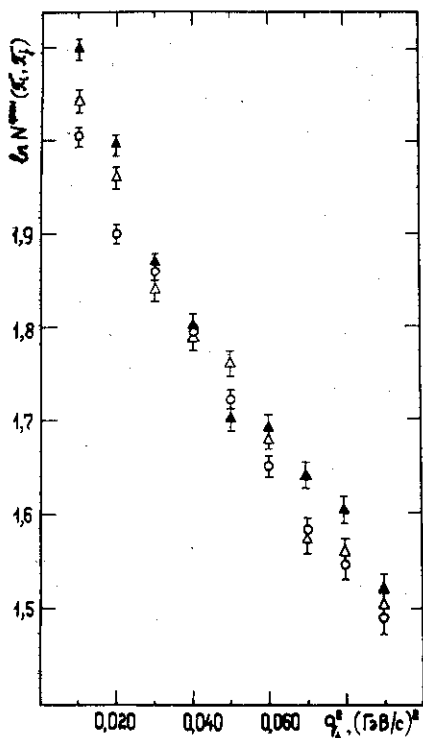


Рис. 6. Фоновые распределения  $N_{\phi}(\pi_i^-, \pi_j^-)$  для  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $p = 40$  ГэВ/с для различных множественностей вторичных заряженных частиц:  $n_{\pm} = 4$  ( $\blacktriangle$ ),  $n_{\pm} = 8$  ( $\triangle$ ),  $n_{\pm} = 2$  ( $\circ$ ).

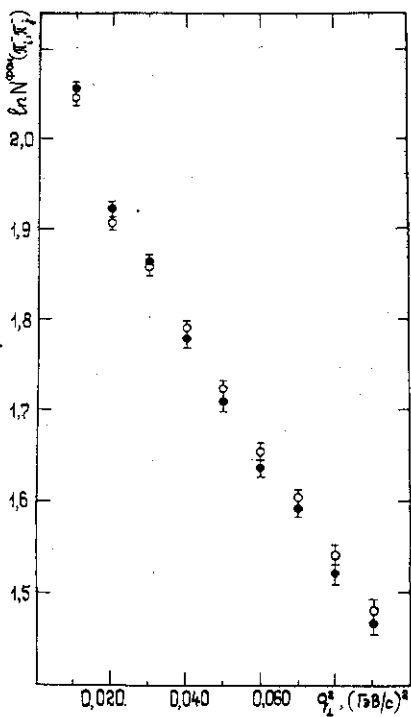


Рис. 7. Фоновые распределения, полученные путем перепутывания частиц из разных звезд с  $n_{\pm} \geq 4$  ( $\bullet$ ) и с учетом топологии событий ( $\circ$ ).

Таблица 3

Значения параметров аппроксимации экспериментальных данных для  $\pi^-p$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с с использованием двух разных способов образования фоновых распределений

Значения параметров	Фон из 50 разных событий	Фон с учетом топологии событий
a	0,88 $\pm$ 0,03	0,90 $\pm$ 0,02
$\lambda$	0,37 $\pm$ 0,04	0,33 $\pm$ 0,03
$\gamma$ , Фм	1,58 $\pm$ 0,23	1,64 $\pm$ 0,21
$\chi^2/ \text{ст. св.}$	41,2/30	33,8/30

#### §4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены некоторые методические вопросы, связанные с использованием метода интерференции тождественных частиц для определения пространственно-временных характеристик области излучения вторичных пионов в адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Моделированием эффекта интерференции с различными значениями  $\gamma_1$  показано, что в условиях реального эксперимента, проведенного с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, границы возможного определения радиуса области излучения пионов составляют  $/1 \div 5/$  Фм. При существовании одного источника излучения значения величины  $R(q_1^2)$  при  $q_1^2 \rightarrow 0$  меньше ожидаемого значения 2 при нормировке распределений на полное число комбинаций пар пионов в рассматриваемом интервале значения  $q_1^2 \leq 0,200$  /ГэВ/с/ $^2$ . Однако при нормировке на область, где эффект интерференции несуществен, значение этой величины в пределах статистических ошибок совпадает с ожидаемым значением - 2 /табл. 1/.

Отличие от 2 в экспериментальных распределениях для рассматриваемых нами процессов  $/\pi^-p, \pi^-C$  и  $CTa$ -взаимодействия/ можно связать с существованием двух источников излучения пионов /табл. 2/.

На основе мультипериферической кластерной модели адрон-адронных взаимодействий, которая хорошо описывает наши экспериментальные данные и в которой не введена интерференция тождественных частиц, исследовано влияние нарушений законов сохранения энергии импульса и динамики процесса при построении

фоновых распределений путем перепутывания частиц из разных событий. Показано, что в этом случае значение  $R(q_1^2)$  в пределе статистических ошибок равно 1 во всем рассмотренном интервале переменной  $q_1^2$ . Установлено, что учет топологии событий при построении фоновых распределений для  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $p = 40$  ГэВ/с не влияет на получаемые результаты /табл. 3/.

Авторы благодарны М.И.Подгорецкому за инициирование настоящей работы и многочисленные плодотворные обсуждения, участникам Сотрудничества по исследованию множественных процессов - за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1971, т. 13, с. 1165; ЯФ, 1971, т. 14, с. 600.
2. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, т. 15, с. 392; ЯФ, 1973, т. 18, с. 656; ЯФ, 1974, т. 19, с. 434.
3. Cocconi G., Phys.Lett., Ser.B, 1974, v.49, p. 459.
4. Гришин В.Г. УФН, 1979, т. 127, с. 51.
5. Gyulassy M., Kauffman S.K., Wilson L.W. Phys.Rev. C, 1979, v. 20, p. 2267.
6. Gyulassy M., Kauffman S.K. Nucl.Phys. A, 1981, v. 362, p. 503.
7. Бажков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-70, М., 1976.
8. Deutschmann M. et al. Nucl.Phys. B, 1978, p. 237.
9. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1975, т. 21, с. 328.
10. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
11. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1980, т. 13, с. 411.
12. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1981, т. 33, с. 2257.
13. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-81-190, Дубна, 1981.
14. Borgetti G. et al. Nuovo Cim., 1976, v. 36A, p. 245.
15. Vatyunya V.V. et al. Czech. J. of Phys., 1981, v. B31, p. 475.
16. Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P1-81-325, Дубна, 1981.
17. Ледницкий Р., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1979, т. 30, с. 837.
18. Волков Е.И. и др. ЯФ, 1976, т. 24, с. 1212.
19. Агакишиев Г.И. и др. ОИЯИ, P1-81-176, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 июля 1981 года.