

A-646



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3602/2-81

20/VI-81

P1-81-190

Н. Ангелов, Н. Ахабабян,  
В. Г. Гришин, М. Ковальски

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ  
ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ  
ВТОРИЧНЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ,  
ОБРАЗОВАННЫХ В  $\pi$ -p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 40 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1981

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Интерференция тождественных частиц, образованных во множественных процессах, дает возможность определить пространственно-временные характеристики области их изучения, необходимые для изучения динамики сильных взаимодействий. В настоящее время имеются уже несколько десятков экспериментов, в которых по интерференции вторичных пионов определяется радиус области излучения. Для адрон-адронных взаимодействий в широком интервале энергии первичной частицы  $E = 10 \div 1500$  ГэВ  $\Gamma = 1,8 \pm 0,2$  фм в с.ц.и.<sup>/1/</sup>. Однако естественно ожидать, что полученные значения  $\Gamma$  характеризуют лишь средний или эффективный радиус области излучения пионов, что связано с различными механизмами их образования. Например, в настоящее время экспериментальные данные свидетельствуют об обильном рождении мезонных резонансов в этих процессах. Разные времена жизни различных типов резонансов могут привести к появлению целого набора  $\Gamma_i$ .

В настоящей работе изучаются пространственно-временные характеристики в с.ц.и. области излучения пионов, образованных во взаимодействиях



при  $p = 40$  ГэВ/с. Данные по характеристикам этой области в лабораторной системе координат /л.с./ для  $\pi^-p^-$ ,  $\pi^-p^-$  и  $\pi^-C^-$  взаимодействий при той же энергии приведены в /2/. Статистический материал /около 18000 событий/ получен при обработке снимков взаимодействий, зарегистрированных с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной  $\pi^-$ -мезонами с  $p = 40$  ГэВ/с на серпуховском ускорителе ИФВЭ. Методические вопросы обработки событий и основные характеристики процессов типа /1/ представлены в /3/.

## §2. РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ

Для тождественных бозонов интерференция конструктивна, и их плотность в фазовом пространстве имеет вид<sup>/4,5/</sup>:

$$W_1(P_1, P_2) = [1 + \Delta(q, P)] W_{\Phi}(P_1, P_2), \quad /2/$$

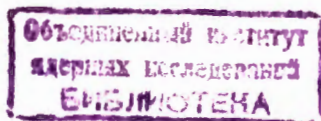


Таблица 1

Значения параметров аппроксимации двумерных распределений /4/ функцией /5/ для реакции /1/

Границы области аппроксимации		A	λ	r, ФМ	σ <sub>r</sub> , ФМ	χ <sup>2</sup> / <sub>ст.св.</sub>
q <sub>0</sub> , ГэВ	q <sub>1</sub> <sup>2</sup> , ГэВ/с <sup>2</sup>					
0,2	0,04	0,88±0,03	1,1±0,3	3,5±0,5	4,0±1,3	1,1
0,3	0,06	0,90±0,02	1,0±0,2	3,4±0,5	3,4±0,9	0,9
0,4	0,08	0,89±0,04	0,8±0,3	2,4±0,8	2,3±0,9	1,0
0,5	0,1	0,65±0,11	0,9±0,3	1,1±0,2	0,6±0,1	1,1
0,5	0,2	0,72±0,04	0,7±0,1	1,0±0,1	0,7±0,1	1,1

где P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub> -четыре-импульсы пионов; q=P<sub>1</sub>-P<sub>2</sub>; P=P<sub>1</sub>+P<sub>2</sub> и W<sub>ф</sub>(P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>) - плотность пар пионов при отсутствии интерференции. Функция Δ(q, P) → 1 при q→0 и Δ(q, P) → 0 вне области интерференции. Конкретный вид функции Δ(q, P) зависит от принятой модели образования вторичных частиц. Например, если источники пионов с временем жизни τ "включаются" одновременно и расположены на поверхности сферы радиуса r, то

$$\Delta(q, P) = \frac{[2J_1(q_1 r)/q_1 r]^2}{1+(q_0 r)^2} = \frac{\exp[-\frac{1}{4}q_1^2 r^2]}{1+(q_0 r)^2}, \quad /3/$$

где q<sub>0</sub>=E<sub>1</sub>-E<sub>2</sub>, q<sub>1</sub><sup>2</sup>=q<sup>2</sup>-(q·n)<sup>2</sup>; n =  $\frac{\vec{P}_1 + \vec{P}_2}{|\vec{P}_1 + \vec{P}_2|}$  и J<sub>1</sub>(q<sub>1</sub> r) - функция Бесселя первого порядка. Для учета влияния ряда методических факторов и возможных специфических динамических корреляций перед интерференционным членом обычно вводится некоторый множитель λ ≤ 1 /6/.

Экспериментальное исследование эффекта интерференции сводится к построению двумерного распределения:

$$D(q_0, q_1^2) = \frac{N_{\phi}}{N} \frac{dN(q_0, q_1^2)}{dN_{\phi}(q_0, q_1^2)}, \quad /4/$$

где N(q<sub>0</sub>, q<sub>1</sub><sup>2</sup>) - число пар пионов в реакции /1/ с данными q<sub>0</sub> и q<sub>1</sub><sup>2</sup>, N<sub>ф</sub>(q<sub>0</sub>, q<sub>1</sub><sup>2</sup>) - число "фоновых" пар, N<sub>ф</sub> и N - полное число соответствующих пар в рассматриваемом интервале переменных q<sub>0</sub> и q<sub>1</sub><sup>2</sup>. Значения размеров области излучения r и σ<sub>r</sub> получаются при аппроксимации методом наименьших квадратов этого двумерного распределения функцией типа /2/:

$$D(q_0, q_1^2) = A \left( 1 + \frac{[2J_1(q_1 r)/q_1 r]^2}{1+(q_0 r)^2} \right), \quad /5/$$

где A - нормировочный множитель, он равен D(q<sub>0</sub>, q<sub>1</sub><sup>2</sup>) вне области интерференции.

В табл.1 приведены полученные таким образом значения параметров для реакции /1/. В качестве фонового распределения использовались случайные комбинации пар отрицательных пионов из разных событий. Поведение различных фоновых распределений примерно одинаково, более детально оно обсуждалось в /2/. Отметим, что ошибки в определении q<sub>0</sub> больше, чем при определении q<sub>1</sub><sup>2</sup>. Поэтому получаемое значение σ<sub>r</sub> следует рассматривать как нижнюю границу.

Как видно из таблицы, значение параметра A везде меньше единицы, что связано с нормировкой экспериментальных распределений на полное число пар пионов в рассматриваемой области переменных q<sub>0</sub> и q<sub>1</sub><sup>2</sup>. Значение λ в пределах статистических ошибок

не отличается от единицы, кроме последнего интервала аппроксимационной области. Однако пространственно-временные характеристики области излучения изменяются при увеличении области аппроксимации. Значение r уменьшается от 3,5 до 1,0 ФМ, а σ<sub>r</sub> уменьшается от 4,0 до 0,7 ФМ\*. Этот результат можно интерпретировать как указание на существование нескольких источников излучения π<sup>-</sup>-мезонов с различными пространственно-временными характеристиками.

В связи с этим были проанализированы одномерные распределения

$$R(q_1^2) = \frac{N_{\phi}}{N} \frac{dN(q_1^2)}{dN_{\phi}(q_1^2)}, \quad /6/$$

$$T(q_0) = \frac{N_{\phi}}{N} \frac{dN(q_0)}{dN_{\phi}(q_0)}, \quad /7/$$

при разных ограничениях на q<sub>0</sub> и q<sub>1</sub><sup>2</sup> соответственно. В табл.2 и 3 представлены значения параметров, полученные при аппроксимации экспериментальных распределений /6/ и /7/ функциями вида

$$R(q_1^2) = a \left[ 1 + \lambda_1 \frac{4J_1^2(q_1 r)}{(q_1 r)^2} \right], \quad /8/$$

$$T(q_0) = c \left[ 1 + \frac{\lambda_2}{1+(q_0 r)^2} \right], \quad /9/$$

\* Таким образом, формула /5/ с аппроксимированными параметрами r и σ<sub>r</sub> не описывает экспериментальных данных для исследования области переменных q<sub>0</sub> и q<sub>1</sub><sup>2</sup>.

Таблица 2

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений по  $q_1^2$  /6/ функциями /8/ при разных ограничениях по  $q_0$  для процесса /1/

$q_1^2 \leq 0,2$ ГэВ Ограничение $q_0$ ГэВ	a	$\lambda_1$	$\tau$ , Фм	$\chi^2_{\text{ст.св.}}$
0,050	0,89±0,02	0,85±0,16	3,3±0,4	1,4
0,100	0,92±0,02	0,69±0,12	3,4±0,4	1,5
0,150	0,94±0,02	0,49±0,08	3,1±0,4	1,4
0,200	0,89±0,02	0,32±0,04	1,6±0,3	1,7
0,250	0,90±0,02	0,32±0,05	1,7±0,3	1,8
0,300	0,88±0,03	0,31±0,05	1,5±0,3	1,7
0,350	0,89±0,04	0,30±0,05	1,4±0,3	1,8
0,400	0,89±0,03	0,27±0,04	1,4±0,3	1,7
0,450	0,92±0,02	0,25±0,03	1,7±0,3	1,7
0,500	0,95±0,01	0,30±0,04	1,9±0,3	1,8

Таблица 3

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений по  $q_0$  /7/ функциями /9/ при разных ограничениях по  $q_1^2$  для процесса /1/

$q_0 \leq 0,300$ Ограничения $q_1^2$ /ГэВ/с/²	c	$\lambda_2$	$\sigma$ , Фм	$\chi^2_{\text{ст.св.}}$
0,010	0,86±0,04	0,76±0,16	3,9±1,2	1,3
0,020	0,87±0,03	0,50±0,09	2,4±0,8	0,9
0,030	0,94±0,02	0,44±0,08	3,3±1,0	0,9
0,040	0,88±0,03	0,37±0,06	1,8±0,7	1,1
0,050	0,86±0,04	0,37±0,06	1,5±0,8	0,9
0,060	0,84±0,05	0,36±0,07	1,1±0,4	0,9
0,070	0,84±0,05	0,35±0,07	1,0±0,3	0,9
0,080	0,82±0,05	0,37±0,08	0,9±0,2	1,1
0,090	0,81±0,05	0,40±0,08	0,9±0,3	1,2
0,100	0,83±0,05	0,36±0,07	1,0±0,3	1,1

которые получаются из /5/ интегрированием по  $q_0$  и  $q_1^2$  соответственно. Конечно, из-за этого в одномерных распределениях эффект интерференции проявляется слабее, чем в двумерных. Как видно из таблиц, "интерференционные" коэффициенты  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  уменьшаются с увеличением  $q_0$  и  $q_1^2$ . Значения параметров  $\tau$  и  $\sigma$  находятся в согласии с соответствующими значениями, полученными из анализа двумерных распределений. Однако статистика пар пионов в интерференционной области возрастает, что дает возможность более точно определить значения этих параметров. Для иллюстрации на рис.1 показано изменение радиуса  $\tau$  в зависимости от ограничений по  $q_0$ .

Можно изучить зависимость полученных результатов от выбранной модели распределения источников излучения пионов. В качестве второго варианта модели используем пространственное распределение источников с плотностью

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi R^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right),$$

/10/

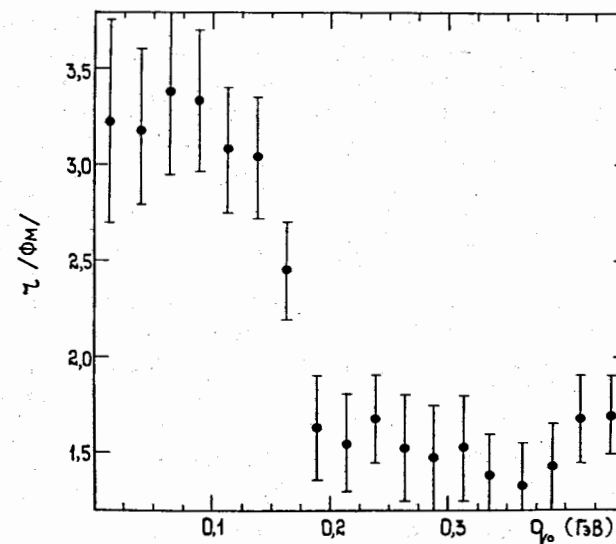


Рис.1. Значения радиуса ( $\tau$ ) области генерации вторичных  $\pi^-$ -мезонов в с.ц.и. при разных ограничениях на  $q_0$ , полученные при аппроксимации одномерных распределений /6/ функцией /8/.

которое приводит  $\Delta(q, P)$  из /2/ к виду

$$\Delta(q, P) = \frac{\exp(-\vec{q}^2 R^2)}{1 + (q_0 r)^2}, \quad /11/$$

где  $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ . При этом надо отметить, что среднеквадратичный радиус для пространственного распределения /10/

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3} R, \quad /12/$$

а для распределений источников по поверхности сферы  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = r$ . Поэтому при сопоставлении результатов анализа данных по этим двум моделям лучше сравнивать значения  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ .

В табл. 4 представлены значения параметров, полученные при аппроксимации экспериментальных распределений

$$R(\vec{q}) = \frac{N\phi}{N} \frac{dN(\vec{q})}{dN\phi(\vec{q})}, \quad /13/$$

функцией вида

$$R(\vec{q}) = a [1 + \beta \exp(-\vec{q}^2 \langle r^2 \rangle)] \quad /14/$$

при различных ограничениях на  $q_0$ . В пределах статистических ошибок они не отличаются от значений, полученных в модели с источниками, распределенными на поверхности сферы.

Таким образом, полученные результаты показывают, что пространственно-временные характеристики области излучения отрицательных пионов в процессе /1/ в с.ц.и. нельзя характеризовать

Таблица 4

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /13/ функцией /14/ для процесса /1/

Ограничения по $q_0$ , ГэВ	$a$	$\beta$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ , Фм	$\chi^2$ /ст.св.
0,100	0,94±0,02	0,86±0,17	2,7±0,3	1,1
0,200	0,93±0,02	0,57±0,09	1,8±0,2	1,4
0,300	0,93±0,02	0,53±0,07	1,5±0,1	1,3
0,400	0,93±0,02	0,54±0,08	1,5±0,1	1,2
0,500	0,93±0,02	0,54±0,08	1,4±0,1	1,2

одним набором  $\gamma$  и  $\sigma$ . Имеются по крайней мере два "характерных" размера:

$$\gamma_1 \approx \sigma \gamma_1 \approx 3 \text{ Фм}, \quad \text{и} \quad \gamma_2 \approx \sigma \gamma_2 \approx 1 \text{ Фм}, \quad /15/$$

которые отчетливо проявляются в разных областях переменных по  $q_0$  и  $q_1^2$ . Большой "размер" источников излучения, в принципе, можно связать с пионами, образованными при распаде резонансов ( $\rho, f$ ), в то время как  $\gamma_2 \approx \sigma \gamma_2 \approx 1$  Фм может характеризовать область непосредственного образования частиц. Кроме того, видно, что при обычно употребляемых ограничениях:  $q_0 \leq 0,3$  ГэВ и  $q_1^2 \leq 0,1$  /ГэВ/с<sup>2</sup> в с.ц.и.,  $\gamma = 1,5 \pm 0,3$  Фм и  $\sigma \gamma = 1,0 \pm 0,3$  Фм, что согласуется с данными других экспериментов, полученными из анализа одномерных распределений /7-11/. В работе /12/ получено указание на вклад процессов с существенно различающимися временными характеристиками в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при  $p = 22,4$  ГэВ/с.

### §3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПИОНОВ, ИМЕЮЩИХ ДВА ХАРАКТЕРНЫХ РАЗМЕРА

Для более детального анализа обнаруженного эффекта, связанного с существованием по крайней мере двух характерных размеров источников излучения, необходимо перейти к более сложным моделям /6/. Наиболее простой случай сводится к существованию или двух сферических источников со своими характерными размерами ( $\gamma_1, \sigma \gamma_1$ ), или одного источника, но с различными размерами в "поперечном" ( $\gamma_{\perp}$ ) и "продольном" ( $\gamma_{\parallel}$ ) направлениях относительно оси столкновения первичных частиц в с.ц.и.

Для случая с одним источником из общей картины интерференции тождественных частиц ясно, что если отбирать пары пионов с углом их вылета  $\theta_{\pi} \approx 0^\circ$  по отношению к падающей частице, то можно получить "поперечные" / $\gamma_{\perp}$  и  $\sigma \gamma_{\perp}$ / характеристики источника в с.ц.и., и наоборот, рассматривая пары пионов с  $\theta_{\pi} \approx 90^\circ$ , мы получим "продольные" характеристики:  $\gamma_{\parallel}$  и  $\sigma \gamma_{\parallel}$ . К сожалению, ограниченная статистика событий не позволяет исследовать интерференцию при  $\theta_{\pi} = 0^\circ$  и  $\theta_{\pi} = 90^\circ$ . Поэтому для оценки пространственно-временных характеристик в этих двух направлениях приходится анализировать распределения пар пионов в относительно больших угловых интервалах. В табл. 5-8 приведены значения параметров, полученные при аппроксимации одномерных распределений вида /6/ и /7/ для пионов, вылетаю-

щих в угловых интервалах  $\theta_{\pi} = 0 \div 30^{\circ}$  и  $\theta_{\pi} = 60 \div 120^{\circ}$ , функция-ми вида /8/ и /9/\*. Для пар пионов, летящих "вперед" ( $\theta_{\pi} \leq 30^{\circ}$ ):  $r \approx cr_{\parallel} \approx /2,5 \div 3,0/$  Фм, значения этих параметров слабо меняются с зависимости от использованного интервала аппроксимации по  $q_0$ . Значения "продольных" размеров  $r_{\parallel} \approx cr_{\perp} \approx /1,5 \div 2,0/$  Фм.

Таблица 5

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /6/ функцией /8/ для пар пионов, летящих "вперед" ( $\theta_{\pi} \leq 30^{\circ}$ ) относительно оси столкновения в с.ц.и.

$q_0^2 \leq 0,02$ Ограничения $q_0$ ГэВ	a	$\lambda_1$	$r_{\perp}$ /Фм/	$\chi^2_{ст.св.}$
0,1	0,87 $\pm$ 0,04	1,2 $\pm$ 0,4	3,3 $\pm$ 0,7	1,3
0,2	0,91 $\pm$ 0,03	0,6 $\pm$ 0,2	2,8 $\pm$ 0,6	1,2
0,3	0,92 $\pm$ 0,03	0,5 $\pm$ 0,2	2,6 $\pm$ 0,6	1,1
0,4	0,94 $\pm$ 0,03	0,4 $\pm$ 0,1	2,7 $\pm$ 0,6	1,1
0,5	0,94 $\pm$ 0,02	0,4 $\pm$ 0,1	2,7 $\pm$ 0,6	0,9

Таблица 6

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /7/ функцией /9/ для пар пионов, летящих "вперед" ( $\theta_{\pi} \leq 30^{\circ}$ ) относительно оси столкновения

$q_0 \leq 0,3$ ГэВ Ограничения $q_0^2$ ГэВ <sup>2</sup> /с <sup>2</sup>	c	$\lambda_2$	$cr_{\parallel}$ Фм	$\chi^2_{ст.св.}$
0,020	0,83 $\pm$ 0,08	0,8 $\pm$ 0,3	2,3 $\pm$ 1,3	1,3
0,040	0,88 $\pm$ 0,06	0,6 $\pm$ 0,2	2,6 $\pm$ 0,9	1,4
0,060	0,88 $\pm$ 0,06	0,5 $\pm$ 0,2	2,0 $\pm$ 1,1	0,9
0,080	0,89 $\pm$ 0,05	0,5 $\pm$ 0,1	1,9 $\pm$ 0,9	0,9
0,100	0,89 $\pm$ 0,04	0,5 $\pm$ 0,1	2,2 $\pm$ 1,1	0,7

\* Недостаточная статистика событий с парами пионов, имеющих  $\theta_{\pi} \geq 160^{\circ}$ , не позволяет получить значения аналогичных параметров для этой области углов.

Таблица 7

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /6/ функцией /8/ для пар пионов, летящих в угловом интервале  $60^{\circ} \leq \theta_{\pi} \leq 120^{\circ}$  относительно оси столкновения

$q_0^2 \leq 0,2$ Ограничения $q_0$ ГэВ	a	$\lambda_1$	$r_{\parallel}$ Фм	$\chi^2_{ст.св.}$
0,1	0,89 $\pm$ 0,04	0,5 $\pm$ 0,1	2,1 $\pm$ 0,4	1,2
0,2	0,86 $\pm$ 0,05	0,4 $\pm$ 0,1	1,6 $\pm$ 0,3	1,1
0,3	0,87 $\pm$ 0,04	0,4 $\pm$ 0,1	1,6 $\pm$ 0,3	1,2
0,4	0,83 $\pm$ 0,06	0,4 $\pm$ 0,1	1,3 $\pm$ 0,4	1,0
0,5	0,87 $\pm$ 0,05	0,3 $\pm$ 0,1	1,4 $\pm$ 0,3	1,1

Таблица 8

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /7/ функцией /9/ для пар пионов, летящих в угловом интервале  $\theta_{\pi} = 60^{\circ} \div 120^{\circ}$  относительно оси столкновения

$q_0 < 0,3$ Ограничения $q_0^2$ ГэВ <sup>2</sup> /с <sup>2</sup>	c	$\lambda_2$	$cr_{\perp}$ Фм	$\chi^2_{ст.св.}$
0,020	0,88 $\pm$ 0,05	0,4 $\pm$ 0,1	2,3 $\pm$ 1,3	1,1
0,040	0,90 $\pm$ 0,04	0,3 $\pm$ 0,1	2,4 $\pm$ 1,1	1,3
0,060	0,86 $\pm$ 0,06	0,3 $\pm$ 0,1	1,2 $\pm$ 0,6	0,9
0,080	0,84 $\pm$ 0,07	0,3 $\pm$ 0,1	1,0 $\pm$ 0,5	1,2
0,100	0,87 $\pm$ 0,06	0,3 $\pm$ 0,1	1,1 $\pm$ 0,5	1,0

Таким образом, при предположении одного источника излучения пионов возможно, что "поперечные" размеры этого источника в с.ц.и. несколько больше, чем "продольные" размеры /рис.2/.

Имеющийся экспериментальный материал был проанализирован и с точки зрения существования двух источников излучения пионов со своими характерными размерами. В этом случае, как было показано в /6/, если пространственное распределение источников имеет вид

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\mu_1}{(2\pi R_1^2)^{2/3}} \exp\left(-\frac{\vec{r}^2}{2R_1^2}\right) + \frac{\mu_2}{(2\pi R_2^2)^{2/3}} \exp\left(-\frac{\vec{r}^2}{2R_2^2}\right), \quad /16/$$



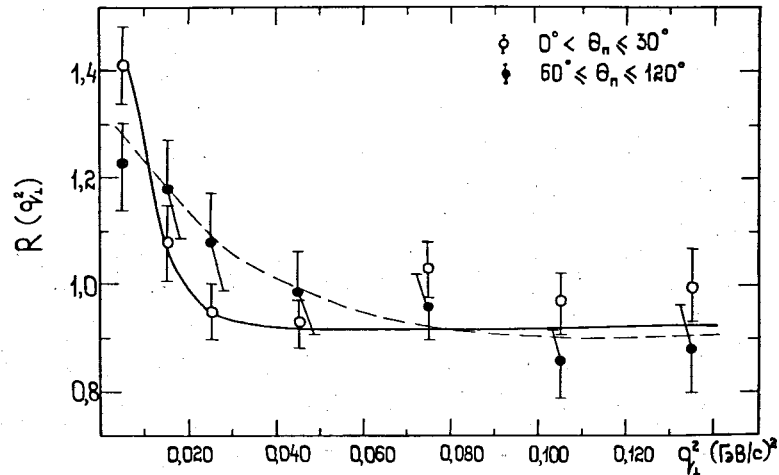


Рис.2. Распределения по  $q_1^2$  для пар пионов в угловых интервалах  $\theta_\pi = 0^\circ \div 30^\circ$  (o) и  $\theta_\pi = 60^\circ \div 120^\circ$  (•). Кривые - результат аппроксимации этих данных функцией /8/.

где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  - "интенсивности" источников, то соответствующее двумерное распределение пар тождественных пионов можно представить в виде

$$D(q_0, \vec{q}) = 1 + \frac{[\mu_1 \exp(-\frac{R_1^2 q^2}{2}) + \mu_2 \exp(-\frac{R_2^2 q^2}{2})]^2}{1 + (q_0 \tau)^2} \quad /17/$$

Из-за ограниченной статистики событий нами были использованы одномерные распределения  $R(\vec{q})$  для определения  $R_1$  и  $R_2$ .

В табл.9 представлены значения параметров, полученные при аппроксимации одномерных распределений /6/ функцией вида

$$R(\vec{q}) = a_1 \left\{ 1 + \left[ \mu_1 \exp\left(-\vec{q}^2 \frac{\langle r_1^2 \rangle}{6}\right) + \mu_2 \exp\left(-\vec{q}^2 \frac{\langle r_2^2 \rangle}{6}\right) \right]^2 \right\} \quad /18/$$

В этом случае отчетливо проявляется сферически-симметричный источник с  $\langle r_1^2 \rangle^{1/2} \approx 1,2 \pm 0,2$  Фм, и при небольших значениях  $q_0$  - второй источник с  $\langle r_2^2 \rangle^{1/2} \approx 1,5, 5 \pm 2,0$  Фм.

Таблица 9

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /6/ функцией /18/, соответствующей модели двух источников пионов

Ограничен. по $q_0$ /ГэВ/	$a_1$	$\mu_1$	$\mu_2$	$\langle r_1^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_2^2 \rangle^{1/2}$	$\chi^2 / \text{ст.св.}$
0,100	$0,89 \pm 0,03$	$0,57 \pm 0,09$	$0,8 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,5$	$5,5 \pm 2,0$	0,7
0,200	$0,90 \pm 0,03$	$0,58 \pm 0,06$	$1,0 \pm 0,6$	$1,1 \pm 0,3$	$6,9 \pm 2,8$	0,9
0,300	$0,91 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,05$	$1,3 \pm 0,8$	$1,2 \pm 0,2$	$8,0 \pm 3,6$	0,9
0,400	$0,92 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,06$	$1,6 \pm 4,6$	$1,2 \pm 0,2$	$8,7 \pm 9,6$	0,9
0,500	$0,92 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,05$	$1,6 \pm 0,9$	$1,2 \pm 0,2$	$8,7 \pm 9,3$	0,8

Таким образом, в обоих рассматриваемых вариантах мы получаем два набора параметров  $r_1$  и  $\sigma r_1$ . Однако недостаточная статистика событий не позволяет сделать определенный выбор между ними.

#### §4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов, полученных при исследовании интерференции вторичных отрицательных пионов, образованных в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, показывает, что для пространственно-временного описания источников излучения в с.с.и. необходимо по крайней мере два характерных размера:  $r_1 \approx \sigma r_1 \approx 3$  Фм и  $r_2 \approx \sigma r_2 \approx 1$  Фм. Этот вывод подтверждается как при анализе двумерных, так и одномерных распределений пар пионов с использованием различных моделей распределений источников излучения.

Существование двух характерных размеров можно связать с динамикой процессов множественного образования пионов. Большой размер  $r_1 \approx \sigma r_1 \approx 3$  Фм, вероятно, обусловлен интерференцией пионов от распада резонансов / $\rho^-$ ,  $f^-$ -мезонов/, в то время как  $r_2 \approx \sigma r_2 \approx 1$  Фм можно связать с непосредственной генерацией пионов. Обнаруженный эффект, естественно, не может проявляться при изучении интерференции в л.с. из-за релятивистского увеличения времени жизни резонансов и ограниченной разрешающей способности экспериментальной установки /2/.

Авторы признательны Л.Грековой, Р.А.Кватадзе, Р.Ледницкому и М.И.Подгорецкому за многочисленные и плодотворные обсуждения, а также участникам сотрудничества по изучению множественных процессов при 40 ГэВ/с за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Г. УФН, 1979, т.127, с.51.
2. Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, P1-80-593, Дубна, 1980.
3. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.545.
4. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, т.15, с.392.
5. Korylov G. Phys.Lett., 1974, 50B, p.412.
6. Ледницки Р., Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-12205, Дубна, 1979.
7. Filippova V.V. et al. JINR, E1-11073, Dubna, 1977.
8. Deutschmann M. et al. Nucl.Phys., 1977, B103, p.192.
9. Баюков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-70, М., 1976.
10. Арефьев А.В. и др. ЯФ, 1978, т.27, с.716.
11. Borreani G. et al. Nuovo Cim., 1976, v.36A, p.245.
12. Batunya B.V. et al. Czech.J.Phys., 1981. B31, p.47.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 марта 1981 года.