

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



А-646

4876/2-76

6/11-76

P1 - 9987

Н.Ангелов, Н.О.Ахабабян, Л.Д.Грекова, Г.И.Копылов,  
В.Н.Пенев, Р.Траянов, А.И.Шкловская

КОРРЕЛЯЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
ТОЖДЕСТВЕННЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ  
В  $\pi^-$  p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

**1976**

P1 - 9987

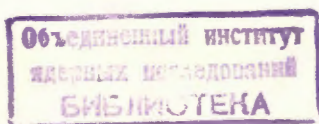
Н.Ангелов, Н.О.Ахабабян,\* Л.Д.Грекова, Г.И.Копылов,  
В.Н.Пенев, Р.Траянов,\* А.И.Шкловская

КОРРЕЛЯЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
ТОЖДЕСТВЕННЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ  
В  $\pi^-p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

*Направлено в ЯФ*

---

\* Институт ядерных исследований и ядерной  
энергетики, София.



## Введение

В настоящей работе для определения размеров области, в которой образовались  $\pi$ -мезоны, использованы интерференционные эффекты между идентичными пионами. Эти эффекты выражаются в колебании интенсивности протяженного источника, который испускает одинаковые частицы, регистрируемые двумя детекторами. В нашем случае камерного эксперимента измерение вектора импульсов пары идентичных  $\pi$ -мезонов отвечает регистрации этих частиц с помощью двух разных детекторов.

Впервые на возможность изучения размеров области образования  $\pi$ -мезонов с помощью интерференционных эффектов было указано М.И.Подгорецким и Г.И.Копыловым в работах /1,2/.

### §1. Метод исследования

В наших предыдущих работах /3,4/ были исследованы корреляционные связи между поперечными импульсами одноименно заряженных  $\pi$ -мезонов, образованных в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Предполагалось, что в реакции

$$\pi^-p \rightarrow \pi^{\pm}_1 + \pi^{\pm}_2 + \dots \quad /1/$$

распределение поперечных импульсов  $r_i$  следует закону:

$$dW \sim \exp(-\rho^2 \sum r_i^2) \delta(\sum r_i) \prod_1^n dr_i .$$

Здесь в матричном элементе  $(\rho^2 \sum r_i^2)$  отсутствует зависимость от  $\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2$  - она появляется только благодаря интегрированию  $\delta$ -функции по ненаблюдаемым переменным. Расчет дает /5/:

$$dW(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \exp(-\rho^2(\vec{r}_1^2 + \vec{r}_2^2) - \frac{\rho^2}{n-2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)^2) = /2/$$

$$= d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \exp(-\rho^2(\frac{n-1}{n-2})(\vec{r}_1^2 + \vec{r}_2^2) - \frac{2\rho^2}{n-2}\vec{r}_1 \vec{r}_2) = /3/$$

$$= d\vec{P} d\vec{Q} \exp(\pm 1/2 \rho^2 \frac{n}{n-2} P^2 - 1/2 \rho^2 Q^2), /4/$$

где  $P^2 = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)^2$  и  $Q^2 = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2$ . /5/

В том случае, когда частицы являются тождественными, / $\pi$ -мезоны с одинаковым зарядом/, имеем:

$$dW = \exp(-\rho^2 \sum_{i=1}^n r_i^2) \delta(\sum r_i) T(r_1, r_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, /6/$$

где /2,7/:

$$T(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 1 + \exp(-R^2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2) \frac{1}{1 + (\omega_1 - \omega_2)^2 r^2}. /7/$$

Так как мы не обращаем внимания на продольные импульсы, то по энергиям  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в /7/ проводится тем самым интегрирование, и остается:

$$T(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 1 + \lambda \exp(-R^2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2), /8/$$

где  $\lambda$  - некоторая константа;  $\lambda \leq 1$ . Когда  $\lambda = 0$ , эффект тождественности исчезает. В противном случае из /6/ после интегрирования по  $r_3 \dots r_n$  следует:

$$dW(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \exp(-\rho^2(\vec{r}_1^2 + \vec{r}_2^2) - \frac{\rho^2}{n-2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)^2) \times \\ \times [1 + \lambda \exp(-R^2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2)]. /9/$$

После замены /5/:

$$dW = d\vec{P} d\vec{Q} \exp(-\frac{1}{2} \rho^2(P^2 + Q^2) - \frac{\rho^2}{n-2} P^2) \times (1 + \lambda \exp(-R^2 Q^2)) /10/$$

или

$$dW = d\vec{P} d\vec{Q} \exp(-\frac{1}{2} \frac{n}{n-2} \rho^2 P^2 - \frac{1}{2} \rho^2 Q^2) + \\ + d\vec{P} d\vec{Q} \lambda \exp(-\frac{1}{2} \frac{n}{n-2} \rho^2 P^2 - \frac{1}{2}(\rho^2 + 2R^2) Q^2). /11/$$

Интегрируя по  $Q^2$ , видим, что распределение по  $P^2$  осталось прежним /ср. с /4//:

$$\frac{dN}{dP^2} = (1 + \lambda') \exp(-\frac{1}{2} \frac{n}{n-2} \rho^2 P^2), /12/$$

а распределение по  $Q^2$  стало суммой двух экспоненциальных функций:

$$\frac{dN}{dQ^2} \cong \exp(-\frac{1}{2} \rho^2 Q^2) (1 + \lambda \exp(-R^2 Q^2)). /13/$$

Здесь  $\rho^2$  - наклон одночастичных распределений квадратов поперечных импульсов /3/,  $R$  - размер области взаимодействия.

Таким образом, подгоняя под экспериментальное распределение числа комбинаций по  $Q^2$  выражение /13/ с фиксированным значением  $\rho^2$ , получим величину радиуса области взаимодействия в направлении, перпендикулярном оси взаимодействия.

## §2. Экспериментальные результаты

Для анализа были использованы распределения величин  $Q^2$ , построенные для одноименно заряженных  $\pi$ -мезонов; для  $\pi^+\pi^+$ -пар -  $Q_{++}^2$  и  $\pi^-\pi^-$ -пар -  $Q_{--}^2$ . Общее

количество событий реакции /1/ и число пар  $\pi$ -мезонов, вошедших в распределения по  $Q^2$  с границами от 0 до  $1,0 / \Gamma_{\text{ЭВ}}/c/$ , приведены в табл. 1.

Полученные в результате подгонки выражения /13/ к экспериментальным спектрам  $Q_{++}^2$  и  $Q_{--}^2$  величины  $A \equiv R^2 / \text{в единицах } (m_{\pi} c^2)^{-2}$ , коэффициенты  $\lambda$ , а также

величины  $\chi^2$  на степень свободы ( $\chi^2/(m-n)$ ), определяющие качество подгонки, помещены в табл. 2.

Здесь же приведены величины наклонов  $\rho^2$ , полученные при аппроксимации соответствующих одночастичных спектров поперечных импульсов выражением вида

$$\sim \exp(-1/2 \rho^2 p_T^2).$$

Величины радиуса области взаимодействия, определенные по  $\pi^+\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$ -парам для всех инклюзивных реакций ( $n_{\text{ch}} \geq 4$ ), не отличаются друг от друга /табл. 2/ и в единицах Ферми равны соответственно  $0,9 \pm 0,2 / \Phi \text{м}$  и  $1,0 \pm 0,1 / \Phi \text{м}$ . Полученные данные совпадают в пределах ошибок с результатами других авторов /6/.

Из табл. 2 также видно, что значения величин  $A$  для каналов реакции /1/ с разной множественностью заряженных частиц в рамках весьма больших погрешностей совпадают между собой и не отличаются от величин, полученных для инклюзивных ( $n_{\text{ch}} \geq 4$ ) спектров.

Далее для инклюзивных реакций аналогичные вычисления были проведены для пар  $\pi$ -мезонов, различным образом расположенных друг относительно друга на шкале быстрот. В табл. 3 приведены величины  $\lambda$  и радиусов ( $R$ ), вычисленные для трех групп пар  $\pi$ -мезонов, разницы быстрот которых  $|Y_1 - Y_2|$  ограничены следующими интервалами:  $0,0 \div 0,4$ ;  $0,4 \div 0,8$  и  $0,8 \div 1,2$ . Значения  $\lambda$  и  $R$  вычислены также /табл. 4/ для пар  $\pi$ -мезонов, попадающих в разные области шкалы быстрот, определяемых условиями:

I  $|y_1| < 1, |y_2| < 1$  - оба  $\pi$ -мезона в так называемой центральной области;

II  $|y_1| > 1, |y_2| > 1$ ,  $y_1 \cdot y_2 > 0$  - оба  $\pi$ -мезона находятся в одной из областей фрагментации первоначальных частиц;

Таблица I.

$n_{\text{ch}}$	$Q_{++}^2$				$Q_{--}^2$			
	звезд		пар $\pi^+\pi^+$ -мезонов		звезд		пар $\pi^-\pi^-$ -мезонов	
	$Q_{++}^2 < 1, (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$		$Q_{++}^2 > 1, (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$		$Q_{--}^2 < 1, (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$		$Q_{--}^2 > 1, (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$	
4	2235	1884	336	2875	2442	439		
6	2866	6328	882	2894	7202	1003		
8	1735	7833	981	1735	8752	1009		
10	695	5363	621	693	5772	582		
$\geq 12$	341	4451	492	341	4895	380		
$\geq 4$	7872	25859	3342	8538	29063	3413		

Таблица 2.

$Q_{++}^2$					$Q_{--}^2$			
$n_{ch}$	$\rho^2 (\text{GeV}/c)^{-2}$	$\lambda$	$A (\text{GeV}/c)^{-2}$	$\chi^2/(m-n)$	$\rho^2 (\text{GeV}/c)^{-2}$	$\lambda$	$A (\text{GeV}/c)^{-2}$	$\chi^2/(m-n)$
4	$6.20 \pm 0.10$	-	-	-	$6.33 \pm 0.11$	$0.38 \pm 0.13$	$24. \pm 14.$	1.50
6	$6.53 \pm 0.09$	$0.16 \pm 0.08$	$24. \pm 20.$	1.39	$6.69 \pm 0.09$	$0.26 \pm 0.07$	$25. \pm 12.$	1.59
8	$6.90 \pm 0.11$	$0.16 \pm 0.07$	$28. \pm 21.$	1.32	$7.81 \pm 0.12$	$0.35 \pm 0.08$	$34. \pm 12.$	2.27
10	$8.28 \pm 0.18$	$0.18 \pm 0.09$	$26. \pm 20.$	1.09	$8.63 \pm 0.19$	$0.39 \pm 0.10$	$39. \pm 15.$	2.07
$\geq 12$	$9.04 \pm 0.27$	$0.35 \pm 0.10$	$32. \pm 15.$	2.57	$9.18 \pm 0.25$	$0.31 \pm 0.09$	$37. \pm 19.$	1.99
$\geq 4$	$6.65 \pm 0.05$	$0.32 \pm 0.03$	$19. \pm 4.$	3.02	$7.09 \pm 0.06$	$0.46 \pm 0.04$	$23. \pm 3.$	3.32

Таблица 3

$\Delta y$	По распределениям $Q_{++}^2$			По распределениям $Q_{--}^2$		
	$\chi^2/(m-n)$	$\lambda$	$R(\text{fm})$	$\chi^2/(m-n)$	$\lambda$	$R(\text{fm})$
$0.0 \pm 0.4$	1.40	$0.58 \pm 0.08$	$0.8 \pm 0.2$	1.46	$0.82 \pm 0.10$	$1.0 \pm 0.2$
$0.4 \pm 0.8$	1.55	$0.27 \pm 0.09$	$1.0 \pm 0.5$	1.64	$0.49 \pm 0.09$	$1.0 \pm 0.3$
$0.8 \pm 1.2$	1.01	$0.18 \pm 0.08$	$0.8 \pm 0.5$	0.98	$0.32 \pm 0.10$	$1.0 \pm 0.5$

Таблица 4

Об- лас- ти по у	По распределениям $Q_{++}^2$			По распределениям $Q_{--}^2$		
	$\chi^2/(m-n)$	$\lambda$	R(fm)	$\chi^2/(m-n)$	$\lambda$	R(fm)
I	2.13	0.35±0.06	0.9±0.3	1.90	0.53±0.07	1.1±0.2
II	2.08	0.22±0.06	0.9±0.5	2.13	0.42±0.07	1.1±0.3
III	1.65	0.20±0.06	1.0±0.5	2.47	0.21±0.06	0.9±0.5

III  $|y_1| > 1, |y_2| > 1, \pi$  - мезоны из каждой пары находятся в разных областях фрагментации, т.е. значительно удалены друг от друга.

Из-за малой статистики величины ошибок в вычислении радиусов довольно велики. В рамках этих ошибок все определенные значения радиусов совпадают.

Таким образом, величины радиусов области взаимодействия, вычисленные для пар идентичных  $\pi$  - мезонов, не зависят ни от удаленности этих  $\pi$  - мезонов друг от друга, ни от места расположения пары  $\pi$  - мезонов на шкале быстро.

Отметим, что величины  $\lambda$  обнаруживают правильное поведение в зависимости от величины разницы быстро /табл. 3 и 4/. При большей удаленности  $\pi$  - мезонов друг от друга коэффициент  $\lambda$  уменьшается  $1/\sqrt{r}$ .

В заключение авторы выражают благодарность всем физикам Сотрудничества по обработке фильмов двухметровой пропановой камеры за предоставление материалов, а также В.Г.Гришину и М.И.Подгорецкому за интерес к работе и обсуждение результатов.

#### Литература

1. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 19, 434 /1974/, ЯФ. 18, 656 /1973/.
2. G.I.Kopylov. Phys.Lett., 50B, 472 (1974).
3. Н.О.Ахабабян, Л.Д.Грекова, В.Н.Пенев, Г.И.Копылов, Р.К.Траянов, А.И.Шкловская. Сообщение ОИЯИ, 1-9212, Дубна, 1975.
4. Н.О.Ахабабян, Л.Д.Грекова, В.Н.Пенев, Р.К.Траянов, А.И.Шкловская. Сообщение ОИЯИ, P1-9794, Дубна, 1976.
5. F.N.Braun, A.Fridman et al. Phys. Rev., D, v. 8, 2034 /1973/.
6. M.Deutschmann et al., Nucl. Phys., B103, 198 /1976/.
7. G.I.Kopylov. JINR Communications, E2-9211, Dubna(1975).

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 июля 1976 года.