

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P2-87-96**

**М.И.Подгорецкий, А.П.Чеплаков**

**К ВОПРОСУ  
О СЛАБЫХ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ  
ТОЖДЕСТВЕННЫХ ПИОНОВ  
ВНЕ ОБЛАСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПИКА**

**1987**

Двухчастичные корреляции тождественных пионов часто обсуждают в терминах модели независимых одночастичных источников. Пусть один из таких источников генерирует пионы в соответствии с амплитудой  $u(\vec{p})$ , второй - с амплитудой  $v(\vec{p})$ . Если бы речь шла о различающихся частицах, то одночастичные импульсные распределения и связанное с ними двухчастичное распределение задавались бы функциями  $|u(\vec{p})|^2$ ,  $|v(\vec{p})|^2$  и  $|u(\vec{p}_1)|^2$ ,  $|v(\vec{p}_2)|^2$ .

Для пары тождественных пионов двухчастичная амплитуда  $f(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  не сводится к произведению одночастичных амплитуд  $u(\vec{p})$  и  $v(\vec{p})$ . Здесь необходима процедура симметризации, приводящая к выражению

$$f(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = u(\vec{p}_1)v(\vec{p}_2)e^{i(\vec{r}_1\vec{p}_1 + \vec{r}_2\vec{p}_2)} + v(\vec{p}_1)u(\vec{p}_2)e^{i(\vec{r}_1\vec{p}_2 + \vec{r}_2\vec{p}_1)} / 1/$$

в котором  $\vec{p}_i = (\vec{p}_i, E_i)$  - 4-импульсы пионов, 4-векторы  $\vec{r}_i = (\vec{r}_i, t_i)$  характеризуют пространственное расположение источников и моменты излучения пионов. Обычно предполагают, что оба источника имеют одинаковую структуру, т.е.  $u(\vec{p}) = v(\vec{p})$ . Тогда /1/ переходит в

$$f(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = u(\vec{p}_1)u(\vec{p}_2) \{ e^{i(\vec{r}_1\vec{p}_1 + \vec{r}_2\vec{p}_2)} + e^{i(\vec{r}_1\vec{p}_2 + \vec{r}_2\vec{p}_1)} \} , \quad /2/$$

откуда для двухчастичного распределения, усредненного по распределениям 4-векторов  $\vec{r}_1$  и  $\vec{r}_2$ , следует

$$w(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = |u(\vec{p}_1)|^2 \cdot |u(\vec{p}_2)|^2 \cdot (1 + \cos(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot \vec{x}) . \quad /3/$$

Поскольку целью является исследование интерференционного члена  $\cos(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot \vec{x}$ , в экспериментальном двухчастичном распределении желательно избавиться от множителя  $|u(\vec{p}_1)|^2 \times |u(\vec{p}_2)|^2$ , если его нельзя считать достаточно плавной функцией импульсов  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$ . Для этого измеряют отношения

$$w(\vec{p}_1, \vec{p}_2) / P(\vec{p}_1)P(\vec{p}_2) , \quad /4/$$

полагая одночастичные распределения  $P(\vec{p}_1)$  и  $P(\vec{p}_2)$  пропорциональными  $|u(\vec{p}_1)|^2$  и  $|u(\vec{p}_2)|^2$ . Знаменатель выражения /4/ играет роль фонового распределения. В принципе оно может быть вычислено с помощью известных в эксперименте одночастичных распре-

делений  $P(\vec{p}_1)$  и  $P(\vec{p}_2)$ , но чаще всего его создают перебором пионов для разных событий\*.

Вместе с тем в работе /1/ было специально подчеркнута, что выражение /4/ может заметно отличаться от функции  $\{1 + \cos(\gamma_1 - \gamma_2) \times (p_1 - p_2)\}$ . Дело в том, что при генерации пары тождественных пионов одночастичное распределение  $P(\vec{p})$  не совпадает с  $|u(\vec{p})|^2$ . Строго говоря, для получения одночастичного распределения следует проинтегрировать двухчастичное распределение /3/ по одному из импульсов, т.е.

$$P(\vec{p}_1) = \int w(\vec{p}_1, \vec{p}_2) d^3 p_2 \neq |u(\vec{p}_1)|^2. \quad /5/$$

Иными словами, наличие двухчастичных корреляций влияет и на одночастичные распределения. Это обстоятельство может существенно исказить информацию о размерах области генерации пионов, если эти размеры таковы, что ширина интерференционного пика сопоставима с величиной импульсного интервала, на котором происходит заметное изменение одночастичной вероятности; с другой стороны, если ширина пика достаточно мала или одночастичное распределение достаточно плавное, размеры области генерации измеряются практически без искажения /1/.

Для дальнейшего уточнения соображений, приведенных в работе /1/, рассмотрим конкретную модель, достаточно близкую к реальной ситуации и вместе с тем позволяющую получить все нужные выражения в аналитическом виде. Предположим, что оба источника излучают пионы одновременно и что их пространственные координаты распределены в направлении оси реакции  $z$  и в поперечных направлениях  $x$  и  $y$  по закону

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2\pi A^2} e^{-\frac{x^2 + y^2}{2A^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} B} e^{-\frac{z^2}{2B^2}}. \quad /6/$$

Предположим также, что одночастичная амплитуда

\*С точки зрения дальнейшего содержания настоящей заметки оба эти подхода равноценны; о других методах получения фонового распределения см. ниже.

$$\frac{\alpha^2(p_x^2 + p_y^2) + \beta^2 p_z^2}{2}$$

$$u(p_x, p_y, p_z) \sim e$$

/7/

Кроме того, во избежание слишком громоздких формул будем сначала интересоваться только пионами, вылетающими вдоль оси реакции, считая  $p_x = p_y = 0$  и  $p_z = p$ . Последующий переход к трехмерному случаю можно будет произвести без каких-либо специальных затруднений.

В рассматриваемой упрощенной ситуации нормированное на единицу двухчастичное распределение

$$w(p_1, p_2) = \frac{\beta^2 e^{-\beta^2(p_1^2 + p_2^2)}}{\pi \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2B^2}{\beta^2}}}\right)} \cdot \left\{1 + e^{-B^2(p_1 - p_2)^2}\right\}, \quad /8/$$

а соответствующее одночастичное распределение

$$P(p) = \frac{\beta e^{-\beta^2 p^2}}{\pi^{1/2} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2B^2}{\beta^2}}}\right)} \cdot \left\{1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{B^2}{\beta^2}}} e^{-\frac{\beta^2 B^2}{\beta^2 + B^2} p^2}\right\}. \quad /9/*$$

Из /8/ и /9/ следует также

\*Следует обратить внимание на то, что в формулу /9/ входят две экспоненты с разными наклонами, тогда как исходная параметризация для  $u(p)$  содержала только одну экспоненту. Это обстоятельство может оказаться важным при анализе одночастичных спектров.

$$\frac{w(p_1, p_2)}{P(p_1) \cdot P(p_2)} = \frac{(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 2B^2/\beta^2}})(1 + e^{-B^2(p_1 - p_2)^2})}{(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + B^2/\beta^2}} e^{-\frac{\beta^2 B^2}{\beta^2 + B^2} p_1^2})(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + B^2/\beta^2}} e^{-\frac{\beta^2 B^2}{\beta^2 + B^2} p_2^2})} \quad /10/$$

При сопоставимых величинах  $\beta$  и  $B$  правая часть /10/ существенно отличается от выражения  $(1 + e^{-B^2(p_1 - p_2)^2})$ ; однако при  $B/\beta \gg 1$  это отличие становится пренебрежимо малым.

В эксперименте вместо отношения /4/ удобней иметь дело с другой величиной, сходной с /4/, но зависящей только от одного аргумента  $\Delta$ . Для этого в двухчастичном распределении  $w(p_1, p_2)$  следует положить  $p_2 = p_1 + \Delta$  и проинтегрировать  $w(p_1, p_1 + \Delta)$  по  $p_1$ . Таким образом создается "рабочее" распределение  $w(\Delta)$ . Аналогичная процедура, примененная к произведению  $P(p_1)P(p_2)$ , дает "фоновое" распределение  $w_\Phi(\Delta)$ ; исходный параметр  $B$  определяется в эксперименте с помощью анализа отношения  $w(\Delta)/w_\Phi(\Delta)$ . В рассматриваемой модели

$$w(\Delta) = \frac{\beta (1 + e^{-B^2\Delta^2 - \beta^2\Delta^2/2}) e^{-\beta^2\Delta^2/2}}{\sqrt{2\pi} (1 + 1/\sqrt{1 + 2B^2/\beta^2})}, \quad /11/$$

$$w_\Phi(\Delta) = \frac{\beta e^{-\beta^2\Delta^2/2}}{\sqrt{2\pi} (1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 2B^2/\beta^2}})^2} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{2}\beta\epsilon}{\sqrt{2\beta^2 + \delta^2}} e^{-\frac{\beta^2\delta^2\Delta^2}{2(2\beta^2 + \delta^2)}} + \frac{\beta\epsilon^2}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} e^{-\frac{\delta^2\Delta^2}{2}} \right\}, \quad /12/$$

$$\epsilon = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + B^2}}, \quad \delta^2 = \frac{\beta^2 B^2}{\beta^2 + B^2}. \quad /13/$$

Из /11/ и /12/ следует

$$\frac{w(\Delta)}{w_\Phi(\Delta)} = \frac{(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 2B^2/\beta^2}})(1 + e^{-B^2\Delta^2})}{1 + \frac{2\sqrt{2}\beta\epsilon}{\sqrt{2\beta^2 + \delta^2}} e^{-\frac{\beta^2\delta^2\Delta^2}{2(2\beta^2 + \delta^2)}} + \frac{\beta\epsilon^2}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} e^{-\frac{\delta^2\Delta^2}{2}}}. \quad /14/$$

В связи с формулами /11/ и /12/ заметим, что обе функции  $w(\Delta)$  и  $w_\Phi(\Delta)$  нормированы одинаково ( $\int w(\Delta) d\Delta = \int w_\Phi(\Delta) d\Delta = 1$ ). Поэтому формула /14/ соответствует такой экспериментальной ситуации, в которой измеряемые распределения  $w(\Delta)$  и  $w_\Phi(\Delta)$  нормированы на площади\*.

Из /14/ следуют выводы, аналогичные тем, которые были ранее отмечены в связи с соотношением /10/: при сопоставимых значениях параметров  $B$  и  $\beta$  в правой части /14/ возникает выражение, заметно отличающееся от  $(1 + e^{-B^2\Delta^2})$  как по величине,

\* Выбор нормировки никак не влияет на процедуру измерения параметра  $B$ , поэтому в дальнейшем мы не будем выписывать постоянных множителей типа  $(1 + 1/\sqrt{1 + 2B^2/\beta^2})$  в формуле /14/.

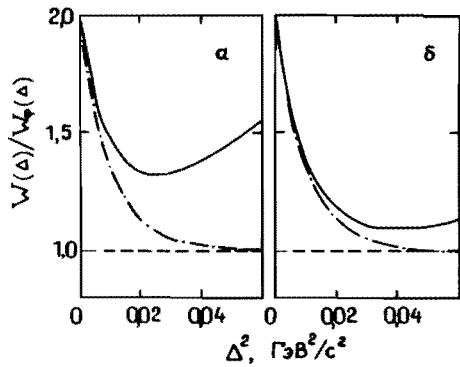


Рис.1. Зависимость  $w(\Delta)/w_{\phi}(\Delta)$  от  $\Delta^2$  для отношений  $V^2/\beta^2 = 1/a$  и  $V^2/\beta^2 = 5/b$ . Расчет выполнен для интерференционного радиуса  $V = 2$  фм.

так и по виду функциональной зависимости от  $\Delta^2$ ; указанное отличие уменьшается, если отношение  $V/\beta$  растет /см.рис.1/. Вместе с тем полезно иметь в виду, что даже при выполнении условия  $V/\beta \gg 1$  с фор-

мулой /14/ связана одна интересная особенность, в обсуждении которой как раз и состоит основная цель настоящей заметки.

Речь идет о явлении, давно замеченном экспериментаторами, но до сих пор, насколько нам известно, не имевшем теоретического объяснения. Если  $V/\beta \gg 1$ , то даже в очень широком интервале значений  $\Delta$ , превышающем в несколько раз величину  $1/V$ , показатели экспонент в знаменателе /14/ малы. Тогда, раскладывая экспоненты в ряд и пренебрегая малыми членами, содержащими  $\beta^4 \Delta^4$  или  $\beta^2/V^2$ , получим

$$\frac{w(\Delta)}{w_{\phi}(\Delta)} \sim \left(1 + \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{\beta^3 \Delta^2}{V}\right) \left(1 + e^{-B^2 \Delta^2}\right). \quad /15/$$

Таким образом, при  $\beta/V \gg 1$  имеет место медленный рост коэффициента перед выражением  $(1 + e^{-B^2 \Delta^2})$ , что вполне согласуется с результатами нескольких экспериментов, проведенных с достаточно хорошим статистическим обеспечением /см. например, /2+5//.

При переходе от одномерного случая к трехмерному все рассуждения ведутся по такой же схеме и приводят к исходным конечным результатам. Надо только учесть, что каждая из исходных формул /6/ и /7/ содержит, вообще говоря, по два параметра, из которых один связан с направлением вдоль оси реакции, второй - с поперечными направлениями. Формулы /8/ и /9/ переходят теперь в

$$w(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \sim \left\{ 1 + e^{-A^2(p_{11} - p_{21})^2 - B^2(p_{1z} - p_{2z})^2} \right\} \times e^{-a^2(p_{11}^2 + p_{21}^2) - \beta^2(p_{1z}^2 + p_{2z}^2)} \quad /8'/$$

$$P(\vec{p}) \sim \left\{ 1 + \frac{e^{-\frac{a^2 A^2 p_1^2}{a^2 + A^2} - \frac{\beta^2 B^2 p_z^2}{\beta^2 + B^2}}}{\left(1 + \frac{A^2}{a^2}\right) \sqrt{1 + \frac{B^2}{\beta^2}}} \right\} e^{-a^2 p_1^2 - \beta^2 p_z^2} \quad /9'/$$

Соответственно формулы /11/, /12/ и /14/ переходят в

$$w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z) \sim \left(1 + e^{-A^2 \Delta_1^2 - B^2 \Delta_z^2 - \frac{a^2 \Delta_1^2}{2} - \frac{\beta^2 \Delta_z^2}{2}}\right) e \quad /11'/$$

$$w_{\phi}(\vec{\Delta}_1, \Delta_z) \sim \left\{ 1 + \frac{4\sqrt{2} a^2 \epsilon_1^2}{2a^2 + \delta_1^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z}{\sqrt{2\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{a^2 \delta_1^2 \Delta_1^2}{2(2a^2 + \delta_1^2)} - \frac{\beta^2 \delta_z^2 \Delta_z^2}{2(2\beta^2 + \delta_z^2)}} \right\} e \quad /12'/$$

$$\left\{ \frac{a^2 \epsilon_1^4}{a^2 + \delta_1^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z^2}{\sqrt{\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{\delta_1^2 \Delta_1^2}{2} - \frac{\delta_z^2 \Delta_z^2}{2}} \right\} e^{-\frac{a^2 \Delta_1^2}{2} - \frac{\beta^2 \Delta_z^2}{2}}$$

$$\frac{w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}{w_{\phi}(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)} \sim \frac{1 + e^{-A^2 \Delta_1^2 - B^2 \Delta_z^2}}{\left\{ 1 + \frac{4\sqrt{2} a^2 \epsilon_1^2}{2a^2 + \delta_1^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z}{\sqrt{2\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{a^2 \delta_1^2 \Delta_1^2}{2(2a^2 + \delta_1^2)} - \frac{\beta^2 \delta_z^2 \Delta_z^2}{2(2\beta^2 + \delta_z^2)}} \right\} e^{-\frac{a^2 \Delta_1^2}{2} - \frac{\beta^2 \Delta_z^2}{2}}}$$

$$\frac{1 + e^{-A^2 \Delta_1^2 - B^2 \Delta_z^2}}{\left\{ 1 + \frac{4\sqrt{2} a^2 \epsilon_1^2}{2a^2 + \delta_1^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z}{\sqrt{2\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{a^2 \delta_1^2 \Delta_1^2}{2(2a^2 + \delta_1^2)} - \frac{\beta^2 \delta_z^2 \Delta_z^2}{2(2\beta^2 + \delta_z^2)}} \right\} e^{-\frac{a^2 \Delta_1^2}{2} - \frac{\beta^2 \Delta_z^2}{2}}}$$

В последних трех формулах введены обозначения:

$$\vec{\Delta}_\perp = \vec{p}_{1\perp} - \vec{p}_{2\perp}, \quad \Delta_z = p_{1z} - p_{2z}, \quad \epsilon_\perp = \frac{a}{\sqrt{a^2 + A^2}},$$

$$\epsilon_z = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + B^2}}, \quad \delta_\perp^2 = \frac{a^2 A^2}{a^2 + A^2}, \quad \delta_z^2 = \frac{\beta^2 B^2}{\beta^2 + B^2}.$$

В условиях реального эксперимента показатели экспонент в знаменателе /14'/ почти всегда малы по сравнению с единицей. Поэтому, заменяя эти экспоненты двумя первыми членами соответствующих разложений, можно переписать формулу /14'/ в виде

$$\frac{w(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z)} \sim (1 + \mu \Delta_\perp^2 + \nu \Delta_z^2) (1 + e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2}), \quad /15'/$$

где  $\mu$  и  $\nu$  - некоторые константы, зависящие от параметров  $a, \beta, A$  и  $B$ . В частности, при  $A \gg a$  и  $B \gg \beta$

$$\mu = \frac{2\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \frac{a^4 \beta}{A^2 B}, \quad \nu = \frac{2\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \frac{a^2 \beta^3}{A^2 B}. \quad /16'/$$

До сих пор всюду предполагалось, что процесс генерации протекает мгновенно ( $\tau = 0$ ). Если  $\tau \neq 0$ , то в интерференционном члене экспонента  $e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2}$  переходит в  $e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2 - \tau^2 \Delta_0^2}$ , где  $\Delta_0$  - разность энергий тождественных пионов. Вообще говоря, это сильно осложняет последующий анализ. Исключением являются ультрарелятивистские столкновения, когда скорости вторичных пионов  $\vec{v}$  близки к скорости света и составляют малый угол с осью реакции. В этом случае из известного общего соотношения

$$\Delta_0 = \vec{v} \vec{\Delta} \quad /17'/$$

следует  $\Delta_0 = \Delta_z$ , и тогда все сводится к простой замене во всех формулах параметра  $B^2$  на  $\bar{B}^2 = B^2 + \tau^2$ .

В некоторых экспериментах /в частности, при исследовании аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны; см., например, /2-4'/ интерферен-

$$P(\vec{p}) \sim \left\{ 1 + \frac{e^{-\frac{a^2 A^2 p_\perp^2}{a^2 + A^2} - \frac{\beta^2 B^2 p_z^2}{\beta^2 + B^2}}}{\left(1 + \frac{A^2}{a^2}\right) \sqrt{1 + \frac{B^2}{\beta^2}}} \right\} e^{-a^2 p_\perp^2 - \beta^2 p_z^2}. \quad /9'/$$

Соответственно формулы /11/, /12/ и /14/ переходят в

$$w(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z) \sim (1 + e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2}) e^{-\frac{a^2 \Delta_\perp^2}{2} - \frac{\beta^2 \Delta_z^2}{2}} \quad /11'/$$

$$w_\Phi(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z) \sim \left\{ 1 + \frac{4\sqrt{2} a^2 \epsilon_\perp^2}{2a^2 + \delta_\perp^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z}{\sqrt{2\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{a^2 \delta_\perp^2 \Delta_\perp^2}{2(2a^2 + \delta_\perp^2)} - \frac{\beta^2 \delta_z^2 \Delta_z^2}{2(2\beta^2 + \delta_z^2)}} \right\} \quad /12'/$$

$$\frac{w(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z)} \sim \frac{1 + e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2}}{1 + \frac{4\sqrt{2} a^2 \epsilon_\perp^2}{2a^2 + \delta_\perp^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z}{\sqrt{2\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{a^2 \delta_\perp^2 \Delta_\perp^2}{2} - \frac{\beta^2 \delta_z^2 \Delta_z^2}{2}}}$$

$$1 + \frac{4\sqrt{2} a^2 \epsilon_\perp^2}{2a^2 + \delta_\perp^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z}{\sqrt{2\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{a^2 \delta_\perp^2 \Delta_\perp^2}{2(2a^2 + \delta_\perp^2)} - \frac{\beta^2 \delta_z^2 \Delta_z^2}{2(2\beta^2 + \delta_z^2)}} + \frac{a^2 \epsilon_\perp^4}{a^2 + \delta_\perp^2} \cdot \frac{\beta \epsilon_z^2}{\sqrt{\beta^2 + \delta_z^2}} e^{-\frac{\delta_\perp^2 \Delta_\perp^2}{2} - \frac{\delta_z^2 \Delta_z^2}{2}} \quad /14'/$$

В последних трех формулах введены обозначения:

$$\vec{\Delta}_\perp = \vec{p}_{1\perp} - \vec{p}_{2\perp}, \quad \Delta_z = p_{1z} - p_{2z}, \quad \epsilon_\perp = \frac{a}{\sqrt{a^2 + A^2}},$$

$$\epsilon_z = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + B^2}}, \quad \delta_\perp^2 = \frac{a^2 A^2}{a^2 + A^2}, \quad \delta_z^2 = \frac{\beta^2 B^2}{\beta^2 + B^2}.$$

В условиях реального эксперимента показатели экспонент в знаменателе /14'/ почти всегда малы по сравнению с единицей. Поэтому, заменяя эти экспоненты двумя первыми членами соответствующих разложений, можно переписать формулу /14'/ в виде

$$\frac{w(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z)} \sim (1 + \mu \Delta_\perp^2 + \nu \Delta_z^2) (1 + e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2}), \quad /15'/$$

где  $\mu$  и  $\nu$  - некоторые константы, зависящие от параметров  $a, \beta, A$  и  $B$ . В частности, при  $A \gg a$  и  $B \gg \beta$

$$\mu = \frac{2\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \frac{a^4 \beta}{A^2 B}, \quad \nu = \frac{2\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \frac{a^2 \beta^3}{A^2 B}. \quad /16'/$$

До сих пор всюду предполагалось, что процесс генерации протекает мгновенно ( $\tau = 0$ ). Если  $\tau \neq 0$ , то в интерференционном члене экспонента  $e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2}$  переходит в  $e^{-A^2 \Delta_\perp^2 - B^2 \Delta_z^2 - \tau^2 \Delta_0^2}$ , где  $\Delta_0$  - разность энергий тождественных пионов. Вообще говоря, это сильно осложняет последующий анализ. Исключением являются ультрарелятивистские столкновения, когда скорости вторичных пионов  $\vec{v}$  близки к скорости света и составляют малый угол с осью реакции. В этом случае из известного общего соотношения

$$\Delta_0 = -\vec{v} \vec{\Delta} \quad /17'/$$

следует  $\Delta_0 \approx \Delta_z$ , и тогда все сводится к простой замене во всех формулах параметра  $B^2$  на  $\vec{B}^2 = B^2 + \tau^2$ .

В некоторых экспериментах /в частности, при исследовании аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны; см., например, /2-4'/ интерферен-

ционный член связывают с эффективной массой пары тождественных пионов  $M_{\pi\pi}$ , используя параметризацию  $e^{-R^2 Q^2}$ , где  $Q^2 = M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2$ . В системе центра пары это равносильно параметризации  $e^{-R^2 \vec{\Delta}^2}$ ; следовательно, остаются верными рассуждения, приводящие к формуле /14'/, причем в связи с предполагаемым отсутствием в рассматриваемой системе выделенных направлений следует положить  $a = \beta$  и  $A = B = R$ . Соответственно и в формуле /15'/ совпадают величины  $\mu$  и  $\nu$ , т.е. она принимает вид

$$\frac{w(Q^2)}{w_\Phi(Q^2)} \sim (1 + \mu Q^2) (1 + e^{-R^2 Q^2}). \quad /15'''/$$

Если к тому же  $R \gg \beta$ , то

$$\mu = \frac{2\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \frac{\beta^5}{R^3}. \quad /16'''/$$

Заметим, что соотношение типа /15'''/ действительно используется при обработке экспериментальных данных по  $e^+e^-$  - аннигиляции /3, 4/.

Вернемся к формуле /14'/ . Если рассматривать отношение  $w(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z) / w_\Phi(\vec{\Delta}_\perp, \Delta_z)$  в очень широком интервале аргументов  $\vec{\Delta}_\perp$  и  $\Delta_z$ , вплоть до таких их значений, при которых экспоненты в знаменателе /14'/ "вымирают", то возникает картина, изображенная схематически на рис.2. Горизонтальный участок в правой части рисунка /"плато"/ начинается не сразу после интерференционного пика, и отношение высоты пика к высоте "плато" может существенно отличаться от стандартной двойки. Необходимость накопления достаточной статистики обычно не позволяет продвинуться в область "плато".

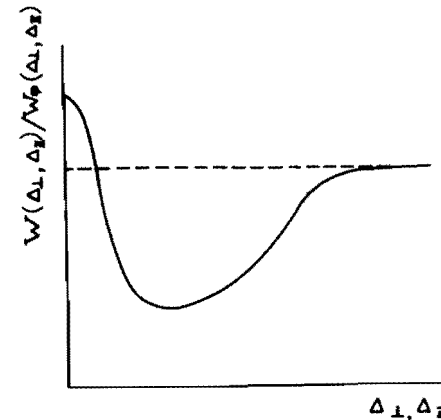


Рис.2. Распределение по величине  $\Delta_\perp, \Delta_z$  отношения  $w(\Delta_\perp, \Delta_z) / w_\Phi(\Delta_\perp, \Delta_z)$  в широком интервале изменения  $\Delta_\perp$  и  $\Delta_z$ .

Однако и при меньших значениях  $\Delta_1^2$  и  $\Delta_2^2$  может возникнуть ложная оценка высоты интерференционного пика, если при обработке экспериментальных данных воспользоваться вместо формулы /15'/ более простым выражением:

$$\frac{w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)} \sim 1 + \lambda e^{-A^2 \Delta_1^2 - B^2 \Delta_z^2}.$$

В данном случае параметр  $\lambda$  является формальной величиной, он появляется в результате грубой обработки экспериментальных данных, связанной с усреднением по области, в которой происходит

медленное изменение отношения  $\frac{w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}$ . В других ситуациях

введение множителя  $\lambda$  может диктоваться теми или иными физическими соображениями /многочастичные источники, "когерентные состояния" и т.п./. Тогда формула /15'/ переходит в

$$\frac{w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)} \sim (1 + \mu \Delta_1^2 + \nu \Delta_z^2)(1 + \lambda e^{-A^2 \Delta_1^2 - B^2 \Delta_z^2}), \quad /15'''/$$

причем параметры  $\mu$  и  $\nu$  зависят также и от величины  $\lambda$ .

Выше оба источника считались одинаковыми. Поскольку такое предположение не является обязательным, ниже рассмотрен дополнительный эффект, появляющийся, когда  $u(\vec{p}) \neq v(\vec{p})$ . Он непосредственно не связан с размерами области генерации пионов, и поэтому для выяснения сути дела величину  $B$  будем сначала

считать настолько малой, что экспоненту  $e^{-B^2(p_1 - p_2)^2}$  можно заменить единицей. Кроме того, ограничимся только одномерным

случаем, полагая  $u(p) \sim e^{-\frac{a^2 p^2}{2}}$  и  $v(p) \sim e^{-\frac{b^2 p^2}{2}}$ . Тогда симметризованная двухчастичная амплитуда

$$f(p_1, p_2) \sim e^{-\frac{a^2 p_1^2}{2} - \frac{b^2 p_2^2}{2}} + e^{-\frac{a^2 p_2^2}{2} - \frac{b^2 p_1^2}{2}};$$

ционный член связывают с эффективной массой пары тождественных пионов  $M_{\pi\pi}$ , используя параметризацию  $e^{-R^2 Q^2}$ , где  $Q^2 = M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2$ . В системе центра пары это равносильно параметризации  $e^{-R^2 \vec{\Delta}^2}$ ; следовательно, остаются верными рассуждения, приводящие к формуле /14'/, причем в связи с предполагаемым отсутствием в рассматриваемой системе выделенных направлений следует положить  $a = b$  и  $A = B = R$ . Соответственно и в формуле /15'/ совпадают величины  $\mu$  и  $\nu$ , т.е. она принимает вид

$$\frac{w(Q^2)}{w_\Phi(Q^2)} \sim (1 + \mu Q^2)(1 + e^{-R^2 Q^2}). \quad /15''/$$

Если к тому же  $R \gg \beta$ , то

$$\mu = \frac{2\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \frac{\beta^5}{R^3}. \quad /16'/$$

Заметим, что соотношение типа /15''/ действительно используется при обработке экспериментальных данных по  $e^+e^-$  - аннигиляции /3, 4/.

Вернемся к формуле /14'/. Если рассматривать отношение  $w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z) / w_\Phi(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)$  в очень широком интервале аргументов  $\vec{\Delta}_1$  и  $\Delta_z$ , вплоть до таких их значений, при которых экспоненты в знаменателе /14'/ "вымирают", то возникает картина, изображенная схематически на рис.2. Горизонтальный участок в правой части рисунка /"плато"/ начинается не сразу после интерференционного пика, и отношение высоты пика к высоте "плато" может существенно отличаться от стандартной двойки. Необходимость накопления достаточной статистики обычно не позволяет продвинуться в область "плато".

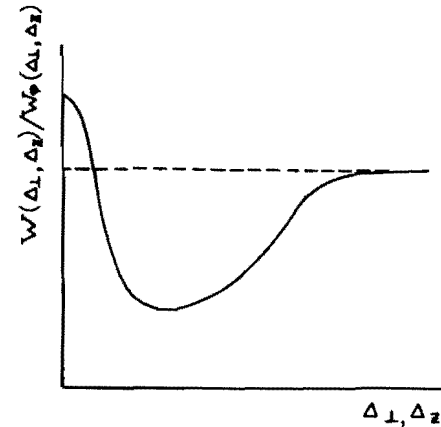


Рис.2. Распределение по величине  $\Delta_1, \Delta_z$  отношения  $w(\Delta_1, \Delta_z) / w_\Phi(\Delta_1, \Delta_z)$  в широком интервале изменения  $\Delta_1$  и  $\Delta_z$ .



Однако и при меньших значениях  $\Delta_1^2$  и  $\Delta_2^2$  может возникнуть ложная оценка высоты интерференционного пика, если при обработке экспериментальных данных воспользоваться вместо формулы /15'/ более простым выражением:

$$\frac{w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)} \sim 1 + \lambda e^{-A^2 \Delta_1^2 - B^2 \Delta_z^2}$$

В данном случае параметр  $\lambda$  является формальной величиной, он появляется в результате грубой обработки экспериментальных данных, связанной с усреднением по области, в которой происходит

медленное изменение отношения  $\frac{w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}$ . В других ситуациях

введение множителя  $\lambda$  может диктоваться теми или иными физическими соображениями /многочастичные источники, "когерентные состояния" и т.п./. Тогда формула /15'/ переходит в

$$\frac{w(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)}{w_\Phi(\vec{\Delta}_1, \Delta_z)} \sim (1 + \mu \Delta_1^2 + \nu \Delta_z^2) (1 + \lambda e^{-A^2 \Delta_1^2 - B^2 \Delta_z^2}) \quad /15'''/$$

причем параметры  $\mu$  и  $\nu$  зависят также и от величины  $\lambda$ .

Выше оба источника считались одинаковыми. Поскольку такое предположение не является обязательным, ниже рассмотрен дополнительный эффект, появляющийся, когда  $u(\vec{p}) \neq v(\vec{p})$ . Он непосредственно не связан с размерами области генерации пионов, и поэтому для выяснения сути дела величину  $B$  будем сначала

считать настолько малой, что экспоненту  $e^{-B^2(p_1 - p_2)^2}$  можно заменить единицей. Кроме того, ограничимся только одномерным

случаем, полагая  $u(p) \sim e^{-\frac{a^2 p^2}{2}}$  и  $v(p) \sim e^{-\frac{b^2 p^2}{2}}$ . Тогда симметризованная двухчастичная амплитуда

$$f(p_1, p_2) \sim e^{-\frac{a^2 p_1^2}{2} - \frac{b^2 p_2^2}{2}} + e^{-\frac{a^2 p_2^2}{2} - \frac{b^2 p_1^2}{2}};$$

соответствующая двухчастичная вероятность

$$w(p_1, p_2) \sim e^{-\frac{a^2 p_1^2 - b^2 p_2^2}{2}} + e^{-\frac{a^2 p_2^2 - b^2 p_1^2}{2}} + 2e^{-\frac{(a^2 + b^2)(p_1^2 + p_2^2)}{2}}, \quad /18/$$

а одночастичная вероятность

$$P(p) \sim ae^{-\frac{a^2 p^2}{2}} + be^{-\frac{b^2 p^2}{2}} + \frac{2\sqrt{2} ab}{\sqrt{a^2 + b^2}} e^{-\frac{(a^2 + b^2)p^2}{2}} \quad /19/$$

Аналог формулы /11/ имеет вид

$$w(\Delta) \sim e^{-\frac{a^2 b^2}{a^2 + b^2} \Delta^2} + e^{-\frac{a^2 + b^2}{4} \Delta^2} \quad /20/$$

а формуле /12/ соответствует

$$w_\Phi(\Delta) \sim ae^{-\frac{a^2 \Delta^2}{2}} + be^{-\frac{b^2 \Delta^2}{2}} + \frac{2\sqrt{2} ab}{\sqrt{a^2 + b^2}} e^{-\frac{a^2 b^2}{a^2 + b^2} \Delta^2} + \frac{8\sqrt{2} a^2 b^2}{(a^2 + b^2)^{3/2}} e^{-\frac{(a^2 + b^2)}{4} \Delta^2} + \frac{8\sqrt{2} a^2 b}{\sqrt{a^2 + b^2} \sqrt{3a^2 + b^2}} e^{-\frac{a^2(a^2 + b^2)}{3a^2 + b^2} \Delta^2} + \frac{8\sqrt{2} b^2 a}{\sqrt{a^2 + b^2} \sqrt{3b^2 + a^2}} e^{-\frac{b^2(a^2 + b^2)}{3b^2 + a^2} \Delta^2} \quad /21/$$

При  $a = b$  из формул /20/ и /21/ следует, что  $w(\Delta) \sim e^{-(a^2 \Delta^2)/2}$  и  $w_\Phi(\Delta) \sim e^{-(a^2 \Delta^2)/2}$ , т.е. отношение  $w(\Delta)/w_\Phi(\Delta)$  не зависит от  $\Delta$ . Такая зависимость появляется, если  $a \neq b$ \*. В качестве иллюстрации рассмотрим наиболее простой случай, когда  $|a - b| \ll a, b$ . Разлагая  $w(\Delta)/w_\Phi(\Delta)$  в ряд по  $\Delta$  и ограничиваясь при малых  $\Delta$  главными членами, можно после несколько громоздких вычислений показать, что

$$\frac{w(\Delta)}{w_\Phi(\Delta)} \sim 1 + \frac{3(a-b)^2}{16} \Delta^2. \quad /22/$$

Если не считать величину  $B$  малой, то аналогичные вычисления дают

$$\frac{w(\Delta)}{w_\Phi(\Delta)} \sim (1 + \eta \Delta^2)(1 + e^{-B^2 \Delta^2}) + \kappa \Delta^2. \quad /23/$$

При выполнении неравенств  $|a - b| \ll a, b \ll B$  параметры  $\eta$  и  $\kappa$  определяются формулами

$$\eta = \frac{\sqrt{2}}{24\sqrt{3}} \frac{(a+b)^3}{B} - \frac{(a-b)^2}{8}, \quad \kappa = \frac{(a-b)^2}{2}. \quad /24/$$

Формула /15/ получена в определенном конкретном предположении о виде функции  $u(p)$ . Ясно, однако, что при отказе от этого предположения может измениться только величина коэффициента при  $\Delta^2$  в первой скобке /15/, но не общая структура этой формулы. Действительно, из симметрии исходного двухчастичного распределения  $w(p_1, p_2)$  по отношению к перестановке аргументов сразу следует, что функции  $w(\Delta)$  и  $w_\Phi(\Delta)$  не зависят от знака  $\Delta$ .

Если к тому же при извлечении из экспериментальных данных распределений  $w(\Delta)$  и  $w_\Phi(\Delta)$  соответствующие интегрирования проводились в достаточно широких /строго говоря, в бесконечных/ пределах, то оба эти распределения можно разложить в ряды по  $\Delta$ . Тогда из условий  $w(\Delta) = w(-\Delta)$  и  $w_\Phi(\Delta) = w_\Phi(-\Delta)$  следует равенство нулю соответствующих первых производных в точ-

\* Аналогичный результат был отмечен также в работе /6/.

ке  $\Delta = 0$ , т.е. в обоих обсуждаемых разложениях после членов, не зависящих от  $\Delta$ , идут члены, пропорциональные  $\Delta^2$ . Аналогичные соображения относятся, конечно, и к формулам /15'/, /15''/ и /22'/.

С другой стороны, если интегрирование производится не в бесконечных пределах, первые производные могут терпеть разрыв при  $\Delta = 0$ , и тогда разложения  $w(\Delta)$  и  $w_\Phi(\Delta)$  начинаются не с  $\Delta^2$ , а с  $|\Delta|$ . В качестве иллюстрирующего примера предположим величину  $B$  достаточно малой, амплитуды  $u(p)$  и  $v(p)$  будем считать отличными от нуля только при  $p > 0$ , причем в этой области  $u(p) \sim e^{-ap/2}$ ,  $v(p) \sim e^{-bp/2}$ . Тогда аналог формулы /22/ имеет при  $|a - b| \ll a, b$  вид

$$\frac{w(\Delta)}{w_\Phi(\Delta)} \sim 1 + \frac{(a-b)^2}{8(a+b)} \cdot |\Delta|. \quad /25/$$

Сходные результаты получаются и в других моделях, если при вычислении  $w(\Delta)$  и  $w_\Phi(\Delta)$  интегралы берутся в конечных пределах. Аналогичное явление наблюдается и в эксперименте /2/.

В заключение укажем, что соображения, изложенные в настоящем сообщении, касаются и тех экспериментов, в которых фоновое распределение  $w_\Phi(\Delta)$  получается с помощью пар  $\pi^+ \pi^-$ , если только в событиях, содержащих такие пары, генерируются дополнительные заряженные пионы. Тогда на одночастичные спектры  $\pi^-$ -мезонов влияет симметризация, учитывающая наличие других  $\pi^-$ -мезонов, и то же самое относится к пионам, заряженным отрицательно\*\*. С другой стороны, сказанное непосредственно не касается фона, получаемого путем перестановки компонент пионов из одного и того же события. Такой фон использовался в эксперименте /8/, в котором вне области интерференционного пика наблюдается медленное падение отношения  $w(\Delta)/w_\Phi(\Delta)$ , в то время

\* То же самое можно сказать и применительно к корреляциям тождественных нуклонов, поскольку существенное для таких корреляций влияние взаимодействия в конечном состоянии никак не отражается на типе симметрии двухчастичного импульсного распределения.

\*\* Это замечание не относится к событиям, содержащим только два пиона. Для таких событий фоновое распределение  $w_\Phi(\Delta)$ , построенное с помощью пар пионов разных знаков, свободно от искажающего влияния симметризации /см. также /7'/.

как в публикациях <sup>2-5</sup> сообщается о медленном росте этого отношения. Не исключено, что указанная "аномалия" связана как раз с особым способом построения фонового распределения в работе <sup>18</sup>.

Авторы благодарят Р.Ледницкого и В.Л.Любошица за участие в обсуждении работы и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Zajc W. et al. - Phys.Rev., 1984, 29C, p.2173.
2. Aihara H. et al. - Phys.Rev., 1985, 31D, p.996.
3. Althoff M. et al. - Z.Phys., 1985, 29C, p.347.
4. Althoff M. et al. - Z.Phys., 1986, 30C, p.355.
5. Arneodo M. et al. - Z.Phys., 1986, 32C, p.1.
6. Ледницки Р. ОИЯИ, Б2-3-11460, Дубна, 1978.
7. Подгорецкий М.И. ОИЯИ, Р2-81-325, Дубна, 1981.
8. Deutschmann M. et al. - Nucl. Phys., 1982, 204B, p.333.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д11-85-791	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды У Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 февраля 1987 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

как в публикациях <sup>2-5</sup> сообщается о медленном росте этого отношения. Не исключено, что указанная "аномалия" связана как раз с особым способом построения фонового распределения в работе <sup>8</sup>.

Авторы благодарят Р.Ледницкого и В.Л.Любошица за участие в обсуждении работы и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Zajc W. et al. - Phys.Rev., 1984, 29C, p.2173.
2. Aihara H. et al. - Phys.Rev., 1985, 31D, p.996.
3. Althoff M. et al. - Z.Phys., 1985, 29C, p.347.
4. Althoff M. et al. - Z.Phys., 1986, 30C, p.355.
5. Arneodo M. et al. - Z.Phys., 1986, 32C, p.1.
6. Ледницки Р. ОИЯИ, 62-3-11460, Дубна, 1978.
7. Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-81-325, Дубна, 1981.
8. Deutschmann M. et al. - Nucl. Phys., 1982, 204B, p.333.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды У Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 февраля 1987 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Подгорецкий М.И., Чеплаков А.П.  
К вопросу о слабых парных корреляциях  
тождественных пионов вне области  
интерференционного пика

P2-87-96

При исследовании корреляций пар тождественных пионов измеряется отношение рабочего эффекта к фоновому. Обычно предполагается, что при большой разности импульсов  $\Delta$  это отношение, вследствие исчезновения интерференционного пика, перестает зависеть от  $\Delta$ . Проведенный в настоящей работе более точный анализ показывает, что на самом деле константу следует заменить медленно изменяющимися множителями типа  $|1 + \mu\Delta^2|$  либо  $|1 + \mu|\Delta|$ . Это согласуется с результатами экспериментов, выполненных с достаточно высоким статистическим обеспечением.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.  
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Podgoretsky M.I., Cheplakov A.P.  
About Low Pair Correlations of Identical  
Pions Outside the Interference Peak Region

P2-87-96

The ratio of the experimental to the background distribution is measured studying identical particle correlations. For a large momentum difference  $\Delta$  the ratio is usually assumed to be independent of  $\Delta$  because of the absence of interference peak. The accurate analysis shows that the constant should be replaced by slowly changing factors  $(1 + \mu\Delta^2)$  or  $(1 + \mu|\Delta|)$ . This agrees with the high statistics experiments.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987