

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

3220/82

12/7-8.

P2-82-181

Р.Ледницки, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В СИСТЕМЕ ЧЕТЫРЕХ ПИОНОВ

1982

1. В экспериментах, посвященных исследованию интерференционных корреляций тождественных частиц, наметилась тенденция к постепенному переходу от двухчастичных корреляций к много-частичным /см., например, /1-3/ /. В этой связи мы хотим проанализировать корреляции в четырехпионных системах  $2\pi^+2\pi^-$  и  $2\pi^0\pi^+\pi^-$ , поскольку эти корреляции обладают особенностями, отличающими их от корреляций как в системе двух, так и в системе четырех тождественных пионов. В соответствии с установившейся традицией мы будем исходить из простейшей модели независимых точечных источников, имея, например, в виду генерацию пионов в ядро-ядерных столкновениях.

Пусть отрицательные пионы с 4-импульсами  $p_1$  и  $p_2$  генерируются в пространственно-временных точках А и В, а положительные пионы с 4-импульсами  $p_3$  и  $p_4$  - в точках С и D. Рассматриваемому конечному состоянию соответствуют четыре диаграммы, изображенные схематически на рис.1. Следовательно, амплитуда процесса

$$f \propto e^{i(p_1A + p_2B + p_3C + p_4D)} + e^{i(p_2A + p_1B + p_3C + p_4D)} + e^{i(p_1A + p_2B + p_4C + p_3D)} + e^{i(p_2A + p_1B + p_4C + p_3D)}, \quad /1/$$

а вероятность

$$W \propto |f|^2 \propto 4 + 2(e^{i\alpha} + e^{-i\alpha}) + 2(e^{i\beta} + e^{-i\beta}) + e^{i(\alpha+\beta)} + e^{-i(\alpha+\beta)} + e^{i(\alpha-\beta)} + e^{-i(\alpha-\beta)}, \quad /2/$$

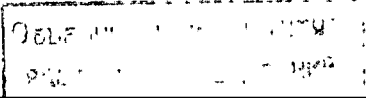
$$\alpha = (p_1 - p_2)(A - B), \quad \beta = (p_3 - p_4)(C - D).$$

Последнее выражение надо еще усреднить по случайным положениям источников, введя какой-либо закон распределения их пространственных и временных компонент; для определенности мы будем считать, что пространственные и временные координаты всех источников  $\vec{r}$  и  $t$  заданы независимыми гауссовскими распределениями:

$$u(\vec{r}) d^3\vec{r} = \frac{1}{(2\pi R)^{3/2}} e^{-\vec{r}^2/2R^2} d^3\vec{r}, \quad v(t) dt = \frac{1}{(2\pi\tau)^{1/2}} e^{-t^2/2\tau^2} dt. \quad /3/$$

После усреднения формула /2/ переходит в

$$W \propto \{ 1 + e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 \tau^2}{2}} \} \{ 1 + e^{-\frac{(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_3 - \epsilon_4)^2 \tau^2}{2}} \}, \quad /4/$$



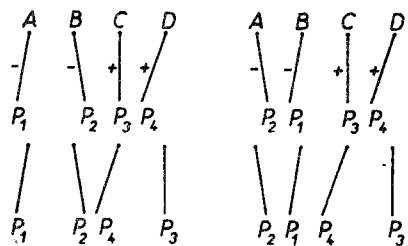


Рис. 1

где  $\vec{p}_j$  и  $\epsilon_j$  - импульс и энергия частицы.  
 Интерференционные корреляции сводятся к независимым двухчастичным корреляциям в парах  $\pi^+\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$ ; отметим также, что этот естественный результат никак не связан с конкретным выбором распределений /3/. При фиксированных импульсах  $\vec{p}_3$  и  $\vec{p}_4$  корреляции между импульсами  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$  приводят к обычному интерференционному максимуму, вдвое превышающему значение вероятности в области плато, и то же самое относится к корреляциям между импульсами  $\vec{p}_3$  и  $\vec{p}_4$  при фиксированных  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$ . Вместе с тем абсолютный максимум  $W$ , достигаемый при совместных равенствах  $\vec{p}_1 = \vec{p}_2$  и  $\vec{p}_3 = \vec{p}_4$ , вчетверо превышает величину вероятности в той кинематической области, в которой одновременно  $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 \gg 1$  и  $(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R^2 \gg 1$ .

Выше предполагалось, что все источники независимы и распределены в пространстве-времени одинаково. Если пространственно-временные характеристики  $R_-$  и  $\tau_-$  отрицательных источников отличаются от соответствующих характеристик  $R_+$  и  $\tau_+$  положительных источников, но независимость между парами (A,B) и (C,D) остается в силе, то /4/ заменяется аналогичным соотношением:

$$W \approx \{1 + e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R_-^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 \tau_-^2}{2}}\} \{1 + e^{-\frac{(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R_+^2 - (\epsilon_3 - \epsilon_4)^2 \tau_+^2}{2}}\}, /4'/$$

то есть корреляции между импульсами  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$  по-прежнему не связаны с корреляциями между  $\vec{p}_3$  и  $\vec{p}_4$ . В частности, при  $A=B$ , то есть при совместной и одновременной генерации отрицательных пионов, остаются наблюдаемыми только корреляции между положительными пионами, а при  $A=B$  и  $C=D$  наблюдаемые корреляции полностью исчезают.

Иначе обстоит дело, если расстояния между точками А и С всегда очень малы по сравнению с общими размерами излучаемой системы, и то же самое относится к расстояниям между точками В и D. В этом случае можно приближенно положить  $A=C$  и  $B=D$ , то есть можно считать, что имеются только два точечных источника, в каждом из которых генерируется пара  $\pi^+\pi^-$ . Формула /2/ принимает тогда вид

$$W \approx 4 + 2 \left\{ e^{i(p_1 - p_2)(A - B)} + e^{-i(p_1 - p_2)(A - B)} \right\} + 2 \left\{ e^{i(p_3 - p_4)(A - B)} + e^{-i(p_3 - p_4)(A - B)} \right\} + /5/$$

$$+ \left\{ e^{i(p_1 - p_2 + p_3 - p_4)(A - B)} + e^{-i(p_1 - p_2 + p_3 - p_4)(A - B)} \right\} + \left\{ e^{i(p_1 - p_2 - p_3 + p_4)(A - B)} + e^{-i(p_1 - p_2 - p_3 + p_4)(A - B)} \right\}.$$

Усреднение /5/ с помощью распределений /3/ надо теперь производить только по двум точкам А и В. Это дает

$$W \approx 4 + 4e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 \tau^2}{2}} + 4e^{-\frac{(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_3 - \epsilon_4)^2 \tau^2}{2}} + 2e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2 + \vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2 + \epsilon_3 - \epsilon_4)^2 \tau^2}{2}} + 2e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3 + \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2 - \epsilon_3 + \epsilon_4)^2 \tau^2}{2}}. /6/$$

Проанализируем полученный результат, ограничиваясь для простоты случаем мгновенной генерации / $\tau = 0$ /. Тогда

$$W \approx 4 + 4e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2}{2}} + 4e^{-\frac{(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R^2}{2}} + 2e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2 + \vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R^2}{2}} + 2e^{-\frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3 + \vec{p}_4)^2 R^2}{2}}. /6'/$$

Основная новая особенность формулы /6'/ состоит в появлении связи между корреляциями пар  $\pi^+\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$ . Пусть, например,  $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 \gg 1$  и  $(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 R^2 \gg 1$ , из-за чего первые две экспоненты в /6'/ исчезают. Что касается двух остальных экспонент, то они, вообще говоря, отличны от нуля, причем одна из них обращается в единицу при  $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) = (\vec{p}_3 - \vec{p}_4)$ , другая - при  $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) = -(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)$ . В обоих случаях возникает максимум вероятности, высота которого относится к высоте плато не как 2:1, а как 3:2. То же самое можно сказать и иначе: максимум возникает, когда  $(\vec{p}_1 + \vec{p}_4) = (\vec{p}_2 + \vec{p}_3)$  либо  $(\vec{p}_1 + \vec{p}_3) = (\vec{p}_2 + \vec{p}_4)$ . Следовательно, появляется также корреляция между суммарными импульсами каждой из пар  $\pi^+\pi^-$ .

Из сказанного вытекает экспериментально наблюдаемое различие между процессами генерации системы  $2\pi^+2\pi^-$  в четырех независимых точках и генерации двух пар  $\pi^+\pi^-$  в двух точках. Физически ясно, что в последнем случае все происходит так же, как и при генерации в точках А и В двух короткоживущих нейтральных резонансов, распадающихся на  $\pi^+\pi^-$ , если их распадные

\* Речь, конечно, идет не о двух разных максимумах, а только об одном, поскольку порядок нумерации тождественных частиц произволен.

пробеги малы по сравнению с R. Корреляционный анализ не в состоянии различить эти две ситуации\*.

2. Что касается одинаковых, достаточно узких бесспиновых резонансов, то их генерация приводит к корреляциям, отличающимся от корреляций при непосредственном образовании двух пар  $(\pi^+\pi^-)$ . Действительно, в этом случае систему  $(2\pi^+2\pi^-)$  почти всегда можно разбить на две вполне определенные пары  $(\pi^+\pi^-)$ , каждая из которых относится только к одному из резонансов. Поэтому корреляции имеют такую же структуру, как при генерации двух нейтральных частиц, находящихся в одинаковых спиновых состояниях, то есть вероятность

$$W \approx 1 + e^{-(\vec{p}' - \vec{p}'')^2 R^2 - (\epsilon' - \epsilon'')^2 \tau^2}, \quad /7/$$

где  $\vec{p}'$  и  $\vec{p}''$  - импульсы резонансов /например,  $\vec{p}' = \vec{p}_1 + \vec{p}_3$ ,  $\vec{p}'' = \vec{p}_2 + \vec{p}_4$ /. Как и при непосредственной генерации двух пар  $\pi^+\pi^-$ , максимум вероятности достигается при  $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) = (\vec{p}_4 - \vec{p}_3)$ , но соотношение с уровнем фона теперь иное /2:1 вместо 3:2/\*\*. Формула /7/ не относится к области "кинематического перекрытия", в которой достаточно близки друг к другу импульсы двух пионов, образовавшихся при распаде разных резонансов. Однако при малой ширине рассматриваемых резонансов она занимает только незначительную часть фазового объема.

\* Если расстояние между точками А и С мало по сравнению с обратной шириной одночастичных импульсных распределений, то относительный угловой момент соответствующей пары  $\pi^+\pi^-$  равен нулю, то же самое справедливо по отношению ко второй паре  $\pi^+\pi^-$ , образованной в близких точках В и D /см., например, /4/. Поэтому в обсуждаемом сопоставлении с генерацией резонансов речь идет о бесспиновых резонансах либо о резонансах, генерированных в одинаковых спиновых состояниях.

\*\* Если резонансы обладают ненулевыми спинами, то возникают осложнения, связанные с тем, что разным спиновым состояниям отвечают разные амплитуды генерации и разные угловые зависимости амплитуд распада. При суммировании по всем углам распада интерференционные корреляции исчезают, если спиновые состояния резонансов ортогональны. С другой стороны, при генерации резонансов в одинаковых спиновых состояниях интерференционные корреляции по-прежнему описываются формулой /7/. Если процесс генерации происходит в соответствии со статистической теорией и имеется в виду суммирование по всем углам распада, то /7/ следует заменить формулой

$$W \approx 1 + \frac{1}{2s+1} e^{-(\vec{p}' - \vec{p}'')^2 R^2 - (\epsilon'_1 - \epsilon'_2)^2 \tau^2}, \quad /7'/$$

где s - спин резонансов.

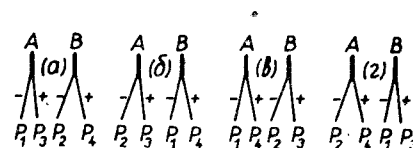


Рис. 2

Приведенные соображения не следует, конечно, рассматривать как указание метода выделения узких резонансов, поскольку именно в этом случае вполне достаточен стандартный анализ распределения по эффективным массам  $m_{\pi^+\pi^-}$ \*. Положение может измениться для многочастичных реакций, если ширины резонансов не слишком малы и имеется большой фон, связанный с необходимостью перебора многих пар  $\pi^+\pi^-$ . Корреляционные соображения могут оказаться тогда полезными, особенно в сочетании с выделением таких пар  $\pi^+\pi^-$ , для которых эффективные массы  $m_{\pi\pi}$  близки к массам резонансов, и с последующим сопоставлением наблюдаемых корреляций с корреляциями для остальных пар.

3. Общий анализ области "кинематического перекрытия" проведен в работах /5-8/. Поэтому здесь мы ограничимся только некоторыми замечаниями. Начнем с двух одинаковых бесспиновых резонансов, каждый из которых распадается на пару  $(\pi^+\pi^-)$ . Имеем четыре пути, приводящие к одному и тому же конечному состоянию /рис.2/. Амплитуда процесса

Здесь M - масса резонанса; Г - его ширина.

Рассмотрим прежде всего корреляции импульсов  $p_3$  и  $p_4$  положительных частиц. Усреднение квадрата модуля амплитуды /8/ по эффективным массам при фиксированной величине  $q = p_3 - p_4$  дает для вероятности процесса выражение

$$f \approx \frac{e^{i(p_1+p_3)A} \cdot e^{i(p_2+p_4)B}}{(m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{24}^2 - M^2 + iM\Gamma)} + \frac{e^{i(p_2+p_3)A} \cdot e^{i(p_1+p_4)B}}{(m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{14}^2 - M^2 + iM\Gamma)} + \frac{e^{i(p_1+p_4)A} \cdot e^{i(p_2+p_3)B}}{(m_{14}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma)} + \frac{e^{i(p_2+p_4)A} \cdot e^{i(p_1+p_3)B}}{(m_{24}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma)}$$

где  $\Delta = A - B$ ,  $y_{I,II} = (k_{I,II} \cdot q) / M\Gamma$ . В формуле /9/ предполагается также последующее усреднение по 4-импульсам  $k_{I,II}$

$$W \approx \langle 1 + \text{Re} \frac{\cos(q\Delta)}{(y_I + i)(y_{II} - i)} + \cos(q\Delta) \cos(k_I - k_{II}) \Delta + \text{Re} \frac{e^{i(k_I - k_{II})\Delta}}{(y_I + i)(y_{II} - i)} \rangle,$$

\* Следует, впрочем, иметь в виду, что такой анализ оставляет открытым вопрос о пространственно-временных параметрах области генерации самих резонансов.

$$= p_{1,2} + \frac{p_3 + p_4}{2}, \text{ которые примерно совпадают с 4-импульсами ре-}$$

зонансов. Если характерная ширина  $\delta$  импульсного распределения резонансов намного превышает обратные пространственно-временные размеры области генерации резонансов, то два последних члена в /9/ малы и после еще одного усреднения по положениям источников А и В получаем \*

$$W \approx < 1 + \operatorname{Re} \frac{e^{-\vec{q}^2 R^2 - q_0^2 \tau^2}}{(y_I + i)(y_{II} - i)} >. \quad /10/$$

Если, наоборот, величина  $\Delta$  очень мала, то есть речь идет о точечном источнике, то величины  $\cos(q\Delta)$ ,  $\cos(k_I - k_{II})\Delta$  и  $e^{i(k_I - k_{II})\Delta}$  близки к единице и формула /9/ переходит в

$$W \approx < 1 + \operatorname{Re} \frac{1}{(y_I + i)(y_{II} - i)} >. \quad /11/$$

Подробный анализ выражения /11/ был приведен в ряде предшествующих работ /5,8/. При произвольном соотношении между величинами  $\delta$  и  $\Delta$  в формуле /9/ могут быть существенны все члены, при этом, в отличие от рассмотренных выше двух предельных случаев, отношения высоты максимума к высоте плато будет больше, чем 2:1.

Отберем теперь только те события, в которых  $p_1 = p_2 = \vec{p}$ . Тогда формула /8/ принимает вид

$$f \approx \frac{e^{i(p_3 A + p_4 B)} + e^{i(p_3 B + p_4 A)}}{(m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{14}^2 - M^2 + iM\Gamma)}. \quad /12/$$

Соответствующая вероятность

$$W \approx \frac{1 + \cos q(A - B)}{\{(m_{13}^2 - M^2) + M^2 \Gamma^2\} \{(m_{14}^2 - M^2) + M^2 \Gamma^2\}}, \quad q = p_3 - p_4. \quad /13/$$

После усреднения по положениям источников А и В получим

$$W \approx \frac{1 + e^{-\vec{q}^2 R^2 - q_0^2 \tau^2}}{\{(m_{13}^2 - M^2) + M^2 \Gamma^2\} \{(m_{14}^2 - M^2) + M^2 \Gamma^2\}}. \quad /13'/$$

При фиксированных  $\vec{q}$  и  $q_0$  вероятность /13'/ можно еще усреднить по возможным значениям  $m_{13}^2$  и  $m_{14}^2$ . Тогда /13'/ переходит в

\* В рассматриваемом случае имеет место интерференция только внутри пар амплитуд /а/ и /в/ и, соответственно, пар /б/ и /г/, но отсутствует интерференция между указанными парами /см. рис. 2/.

Фактически речь идет об излучении пионов двумя независимыми парами источников. Можно показать, что в такой ситуации формула /10/ справедлива без каких-либо ограничений на спиновые состояния резонансов /8/.

$$W \approx \frac{1 + e^{-\vec{q}^2 R^2 - q_0^2 \tau^2}}{1 + y^2}, \quad y = (kq)/M\Gamma. \quad /14/$$

Здесь 4-импульс  $k = \vec{p} + \frac{p_3 + p_4}{2}$  примерно совпадает с 4-импульсами каждого из резонансов. Поэтому в любой конкретной системе отсчета инвариантную величину  $Y$  можно также записать в виде

$$y = \vec{q} \vec{\ell} - q_0 \theta, \quad /15/$$

где  $\vec{\ell}$  и  $\theta$  - средний пробег и среднее время жизни резонансов. Наличие в формуле /14/ знаменателя  $1 + y^2$  связано с тем чисто кинематическим обстоятельством, что при совпадении импульсов  $p_1$  и  $p_2$  импульсы остальных двух частиц могут отличаться друг от друга только в пределах, определяемых шириной резонансов\*.

При выделении событий с совпадающими импульсами положительных частиц ( $\vec{p}_3 = \vec{p}_4$ ) формула /14/ описывает корреляции между 4-импульсами отрицательных частиц  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$ . Легко убедиться, что то же самое относится и к корреляциям между 4-импульсами  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_3$  в событиях с совпадающими  $\vec{p}_2$  и  $\vec{p}_4$  и наоборот. Следовательно, независимо от знаков зарядов двух частиц с совпадающими импульсами, корреляции оставшихся двух частиц определяются не только распадным пробегом и временем жизни резонансов, но и параметрами  $R$  и  $\tau$  той области, в которой эти резонансы генерируются.

4. Предположим теперь, что генерируемые резонансы имеют разные знаки, но, как и прежде, одинаковые массы и ширины. Речь может идти, например, об образовании  $\rho^+$  и  $\rho^0$  с последующим распадом в систему  $(\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0)$  или о  $\rho^+$  и  $\rho^-$  с распадом в  $(\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0)$ . Имеется два канала /см. рис. 3/, которым при совпадении спиновых состояний резонансов соответствует суммарная амплитуда

\* Если источники А и В одинаковы или амплитуды генерации резонансов не зависят от их спиновых состояний, то формула /14/ справедлива и для резонансов с ненулевыми спинами. Действительно, импульсы  $p_1$  и  $p_2$  совпадают по условиям отбора, импульсы остальных двух пионов в рассматриваемой кинематической области также близки друг к другу, поскольку иначе отсутствуют обсуждаемые интерференционные корреляции. Поэтому при распаде обоих резонансов образуются пионы, летящие в близких направлениях, вследствие чего угловая зависимость амплитуд распада приводит только к появлению в /8/ общего множителя, никак не отражающегося на структуре формулы /14/.

$$f = \frac{e^{i(p_1+p_2)A} e^{i(p_3+p_4)B}}{(m_{12}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{34}^2 - M^2 + iM\Gamma)} + \frac{e^{i(p_1+p_4)A} e^{i(p_3+p_2)B}}{(m_{14}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma)} \quad /16/$$

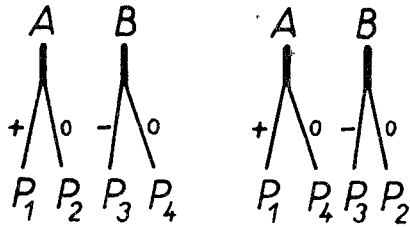


Рис. 3

Отметим, что в этом случае возникает корреляция между импульсами  $p_1$  и  $p_3$  нетождественных пионов при малых значениях модуля 4-импульса  $q = p_1 - p_3$ , аналогичная обычной корреляции между импульсами тождественных пионов. В общем случае для вероятности процесса возникает выражение

$$W \approx < 1 + \operatorname{Re} \frac{e^{i(k_I - k_{II})\Delta}}{(y_I + i)(y_{II} - i)} >, \quad /17/$$

в котором величины  $k_{I,II} = p_{2,4} + \frac{p_1 + p_3}{2}$  примерно совпадают с 4-импульсами резонансов I и II, а  $y_{I,II} = (k_{I,II} \cdot q) / M\Gamma$ . При  $\delta\Delta \ll 1$  формула /17/ переходит в

$$W \approx < 1 + \operatorname{Re} \frac{1}{(y_I + i)(y_{II} - i)} > \quad /17'/$$

и описывает корреляции при образовании резонансов в одной общей точке /5,8/.

При отборе событий, в которых пионы разных знаков имеют одинаковые импульсы ( $p_1 = p_3 = \vec{p}$ ), формула /16/ переходит в

$$f \approx \frac{e^{i(p_2A+p_4B)} + e^{i(p_2B+p_4A)}}{(m_{12}^2 - M^2 + iM\Gamma) \cdot (m_{14}^2 - M^2 + iM\Gamma)} \quad /16'/$$

С точностью до обозначений /16'/ совпадает с /12/, следовательно, корреляции между 4-импульсами  $p_2$  и  $p_4$  тождественных пионов описываются формулами, аналогичными /13'/ и /14'/: до усреднения по переменным  $m_{12}^2$  и  $m_{14}^2$  получаем

$$W \approx \frac{1 + e^{-\vec{(p}_2 - \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_2 - \epsilon_4)^2 \tau^2}}{\{(m_{12}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2\} \{(m_{14}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2\}} \quad /18/$$

после усреднения\*

$$W \approx \frac{1 + e^{-\vec{(p}_2 - \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_2 - \epsilon_4)^2 \tau^2}}{1 + y^2}, \quad y = \frac{k(p_2 - p_4)}{M\Gamma}, \quad k = \vec{p} + \frac{p_2 + p_4}{2} \quad /19/$$

Иначе обстоит дело, если отбирать события с совпадающими импульсами тождественных пионов ( $p_2 = p_4 = \vec{p}$ ). При таком отборе экспоненты в обоих слагаемых /16/ совпадают, амплитуда записывается в виде

$$f \approx \frac{1}{(m_{12}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma)} \quad /20/$$

Соответствующая вероятность

$$W \approx \frac{1}{\{(m_{12}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2\} \cdot \{(m_{23}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2\}} \quad /21/$$

После усреднения по  $m_{12}^2$  и  $m_{23}^2$  формула /21/ переходит в

$$W \approx \frac{1}{1 + y^2}, \quad /21'/$$

где величина  $y$  определяется по аналогии с /19/, но с заменой импульсов  $p_2$  и  $p_4$  на  $p_1$  и  $p_3$ . Это обстоятельство можно использовать для построения фонового распределения\*\*. Если средний пробег резонансов  $|l|$  мал по сравнению с  $R$  и среднее время жизни  $\theta$  мало по сравнению с  $\tau$ , то знаменатель  $1 + y^2$  в формуле /19/ можно заменить константой, то есть /19/ переходит в формулу

$$W \approx 1 + e^{-\vec{(p}_2 - \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_2 - \epsilon_4)^2 \tau^2}, \quad /19'/$$

описывающую корреляцию импульсов  $p_2$  и  $p_4$  тождественных пионов при непосредственной генерации системы  $\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$  без промежуточных резонансов. Следует, впрочем, отметить, что в этом

\*Из соображений, аналогичных изложенным в примечании по поводу формулы /14/, следует, что формула /19/ относится и к резонансам с ненулевым спином, причем в данном случае отпадает также требование независимости амплитуд генерации резонансов от их спиновых и зарядовых состояний.

\*\*Сопоставление /18/ и /21/ показывает, что фоновое распределение можно построить и до усреднения по  $m_{12}^2$  и  $m_{14}^2$  в /18/ и по  $m_{12}^2$  и  $m_{23}^2$  в /21/. Для этого каждой конфигурации, в которой

$\vec{p}_1 = \vec{p}_3 = \vec{p}$ , надо сопоставить другую конфигурацию, в которой  $\vec{p}_2 = \vec{p}_4 = \vec{p}$ , причем импульсы  $\vec{p}_2$  и  $\vec{p}_4$  в первом случае заменяются на импульсы  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_3$  во втором. Отношение вероятностей этих двух конфигураций равно  $1 + e^{-\vec{(p}_2 - \vec{p}_4)^2 R^2 - (\epsilon_2 - \epsilon_4)^2 \tau^2}$ , то есть совпадает с обычной формулой для корреляций тождественных частиц.

случае рассматриваемые корреляции никак не зависят от степени близости импульсов двух остальных пионов; соответственно формула /19'/ может быть получена непосредственно из /16/ при произвольных значениях  $p_1$  и  $p_3$ .

Выражаем благодарность В.Л.Любошицу за участие в обсуждениях и важные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gasparian A.P. JINR, E1-81-332, Dubna, 1981.
2. Akhababian N. et al. JINR, E1-81-470, Dubna, 1981.
3. Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, P1-81-471, Дубна, 1981.
4. Козловская С.С. и др. ЯФ, 1976, 24, с. 621.
5. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1971, 14, с.1081.
6. Thomas G.H. Phys.Rev., 1977, D15, p. 2636.
7. Grassberger P. Nucl.Phys., 1977, B120, p. 231.
8. Ледницки Р. ОИЯИ, B2-3-11460, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 марта 1982 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
D-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
D9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
D2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций. XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.

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

Ледницки Р., Подгорецкий М.И. Интерференционные корреляции в системе четырех пионов P2-82-181

Рассмотрены особенности интерференционных корреляций при независимом испускании четырех пионов. Показано, что корреляции в системах  $2\pi^+2\pi^-$  и  $2\pi^0\pi^+\pi^-$  обладают особенностями, отличающими их от корреляций как в системе двух, так и в системе четырех тождественных пионов. Проведено сопоставление с корреляциями при генерации двух резонансов, каждый из которых распадается на два пиона. Обсуждаются условия, приводящие к появлению интерференционных корреляций пар нетождественных пионов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Lednicky R., Podgoretsky M.I. Interference Correlations in 4-Pion System P2-82-181

The interference correlations specific for an independent emission of four pions are discussed. It is shown that the correlations in the systems  $2\pi^+2\pi^-$  and  $2\pi^0\pi^+\pi^-$  differ from those in the system of two, as well as four identical pions. A comparison with the correlations in the production of two resonances, each of them decaying into two pions, is done. The conditions leading to the correlations in pairs of unlike pions are discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.