

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3783/82

16/8-82

P2-82-327

Р.Ледницки, М.И.Подгорецкий

К ВОПРОСУ
ОБ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ
В СИСТЕМЕ "РЕЗОНАНС + ЧАСТИЦА"

1982

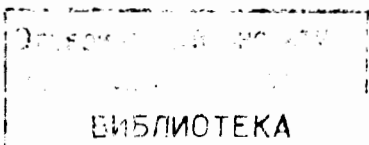
1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время считается установленным, что в инклюзивных процессах при высоких энергиях часто генерируются резонансы. Это обстоятельство должно привести к некоторым специфическим особенностям двухчастичных интерференционных корреляций, если одна из частиц возникает в результате распада резонанса. В частности, возможно возникновение $\pi^+\pi^-$ -корреляций, а корреляции тождественных π -мезонов могут определяться не одним, а двумя существенно отличающимися пространственно-временными параметрами. Соответствующие замечания уже высказывались в литературе /см., например, /¹⁻⁴/, но при этом обычно предполагалось, что как резонансы, так и частицы, генерируемые непосредственно, образуются в одной и той же точке пространства-времени. Ниже мы хотим отказаться от такого простейшего предположения, поскольку вполне возможны процессы, для которых оно не соответствует действительности. Примером могут служить ядерные столкновения, но следует иметь в виду, что и в элементарных взаимодействиях резонансы и частицы не обязаны генерироваться в одной общей точке /процессы с участием каскадных резонансов и т.п./.

В настоящей заметке будут рассмотрены некоторые свойства системы, состоящей из резонанса и частицы, образующихся независимо в разных пространственно-временных точках А и В. Большинство последующих результатов имеет общее значение, но для определенности частицы будут считаться π -мезонами, резонансы - ρ -мезонами, распадающимися на два π -мезона. Если в точках А и В рождаются ρ -мезон и π -мезон, то в конечном состоянии имеем три π -мезона с 4-импульсами p_1, p_2, p_3 . Поскольку число соответствующих амплитуд зависит от зарядов начальных и конечных частиц, различные знаковые комбинации надо рассматривать порознь.

2. СИСТЕМА $\pi^-\pi^-\pi^+$

Такая система возникает, если в точке А образуется π^- -мезон, а в точке В - ρ^0 -мезон, распадающийся на $\pi^+\pi^-$, либо наоборот. В первом случае заряды в точках А и В изменяются не так, как во втором, т.е. в предположении независимой генерации речь идет о различных конечных состояниях, интерференция



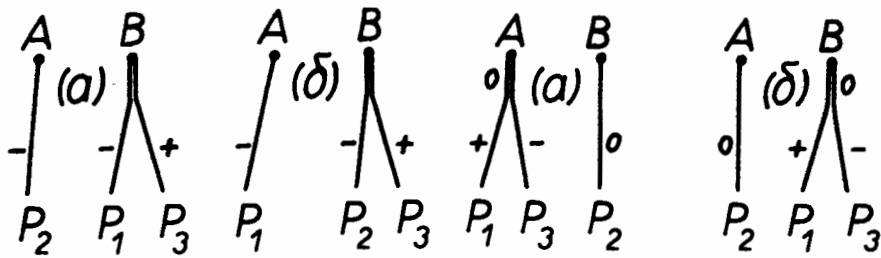


Рис.1

Рис.2

отсутствует и соответствующие вероятности просто складываются. Поэтому достаточно остановиться только на одном из этих равноправных путей, например на первом.

Мы имеем здесь две амплитуды, схематически изображенные на рис.1а,б. Как показано в нашей работе^{/5/}, вероятность процесса

$$W \sim 1 + \frac{\cos \alpha}{1 + y^2}, \quad /1/$$

$$\alpha = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)(\mathbf{A} - \mathbf{B}), \quad y = (\epsilon_1 - \epsilon_2) \tau - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \vec{\ell}.$$

Здесь $\epsilon_1, \epsilon_2, \vec{p}_1$ и \vec{p}_2 - энергии и импульсы соответствующих частиц, τ и $\vec{\ell}$ - время жизни и распадный пробег резонанса. Напомним, что величина $(\mathbf{A} - \mathbf{B})$ является 4-вектором, т.е. имеет также и временную компоненту. Формулу /1/ надо еще усреднить по координатам источников А и В. Если для определенности предположить, что пространственные и временное распределения в рассматриваемой системе отсчета /например, в системе ядра-мишени/ описываются функциями Гаусса

$$u(\vec{r}) \sim e^{-\vec{r}^2/2R^2}, \quad v(t) \sim e^{-t^2/2T^2}, \quad /2/$$

то формула /1/ переходит в

$$W \sim 1 + \frac{e^{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}}{1 + y^2}. \quad /3/$$

Заметим еще, что формулы /1/-/3/ относятся и к системе $\pi^+ \pi^+ \pi^-$, а также к системам $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ и $\pi^- \pi^0 \pi^0$ *

* Распад $\rho^0 \rightarrow 2\pi^0$ запрещен. Поэтому в системах $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ и $\pi^- \pi^0 \pi^0$ один из π^0 -мезонов образуется непосредственно, второй - после распада заряженного ρ -мезона.

3. СИСТЕМА $\pi^+ \pi^- \pi^0 / \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\pi^0 /$

Имеем две комбинации, отличающиеся перестановкой точек генерации ρ^0 -мезона и π^0 -мезона /рис.2/. Соответствующие амплитуды могут интерферировать, поскольку оба мезона имеют одинаковые заряды /нейтральны/; существенное различие в массах не препятствует интерференции, оно приводит только к сокращению той кинематической области, в пределах которой интерференция возможна. Вероятность интересующей нас конфигурации импульсов

$$W \sim \left| \frac{e^{i(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_3) \cdot \mathbf{A}} \cdot e^{i\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{B}}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} + a e^{i\delta} \frac{e^{i(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_3) \cdot \mathbf{B}} \cdot e^{i\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{A}}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} \right|^2 \quad /4/$$

$$\sim \frac{1 + a^2 + 2a \cos \{(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)(\mathbf{A} - \mathbf{B}) - \delta\}}{(m_{13}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2}$$

где 4-импульс резонанса $\mathbf{p}_\rho = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_3$, а множитель $a e^{i\delta}$, связанный с возможным различием амплитуд, соответствующих каналам 2а и 2б, определяется конкретной динамикой процесса; он отсутствует в некоторых моделях, например в тех, в которых источники в точках А и В одинаковы. Если ширина резонанса Γ достаточно мала, то в формуле /4/ соотношение между слагаемыми числителя не зависит от величины общего знаменателя. Можно, следовательно, произвести усреднение /4/ по допустимым значениям эффективной массы m_{13} . В итоге получим

$$W \sim 1 + a^2 + 2a \cos \{(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)(\mathbf{A} - \mathbf{B}) - \delta\}. \quad /4'/$$

Последующее усреднение по различным положениям точек А и В дает

$$W \sim 1 + a^2 + 2a \cos \delta \cdot e^{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}. \quad /4''/$$

Таким образом, интерференционная картина определяется не параметрами резонанса, а только величинами R и T.

Из /4''/ следует, что при T=0 соотношение между вероятностями в нуле и в области плато

$$\frac{W(0)}{W(\infty)} = \frac{1 + a^2 + 2a \cos \delta}{1 + a^2} \leq 2, \quad /5/$$

причем обычный интерференционный максимум может даже смениться минимумом, если $a \cos \delta < 0$. Заметим, что для конфигураций, в которых $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2$, интерференция определяется только 4-импульсом π^- -мезона, а при $\mathbf{p}_3 = \mathbf{p}_2$ все зависит от 4-импульса π^+ -мезона. Кроме того, если импульс одного из заряженных π -мезонов доста-

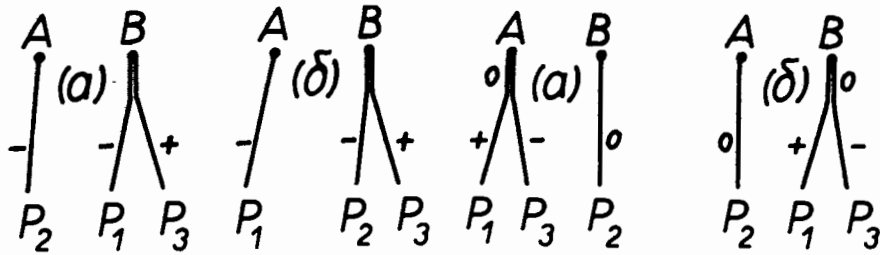


Рис.1

Рис.2

отсутствует и соответствующие вероятности просто складываются. Поэтому достаточно остановиться только на одном из этих равноправных путей, например на первом.

Мы имеем здесь две амплитуды, схематически изображенные на рис.1а,б. Как показано в нашей работе^{/5/}, вероятность процесса

$$W \sim 1 + \frac{\cos \alpha}{1 + y^2}, \quad /1/$$

$$\alpha = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)(\mathbf{A} - \mathbf{B}), \quad y = (\epsilon_1 - \epsilon_2)T - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)\vec{l}.$$

Здесь $\epsilon_1, \epsilon_2, \vec{p}_1$ и \vec{p}_2 - энергии и импульсы соответствующих частиц, T и \vec{l} - время жизни и распадный пробег резонанса. Напомним, что величина $(\mathbf{A} - \mathbf{B})$ является 4-вектором, т.е. имеет также и временную компоненту. Формулу /1/ надо еще усреднить по координатам источников А и В. Если для определенности предположить, что пространственные и временное распределения в рассматриваемой системе отсчета /например, в системе ядрамишени/ описываются функциями Гаусса

$$u(\vec{r}) \sim e^{-\vec{r}^2/2R^2}, \quad v(t) \sim e^{-t^2/2T^2}, \quad /2/$$

то формула /1/ переходит в

$$W \sim 1 + \frac{e^{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}}{1 + y^2}. \quad /3/$$

Заметим еще, что формулы /1/-/3/ относятся и к системе $\pi^+ \pi^+ \pi^-$, а также к системам $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ и $\pi^- \pi^0 \pi^0$ *

* Распад $\rho^0 \rightarrow 2\pi^0$ запрещен. Поэтому в системах $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ и $\pi^- \pi^0 \pi^0$ один из π^0 -мезонов образуется непосредственно, второй - после распада заряженного ρ -мезона.

3. СИСТЕМА $\pi^+ \pi^- \pi^0 / \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\pi^0 /$

Имеем две комбинации, отличающиеся перестановкой точек генерации ρ^0 -мезона и π^0 -мезона /рис.2/. Соответствующие амплитуды могут интерферировать, поскольку оба мезона имеют одинаковые заряды /нейтральны/; существенное различие в массах не препятствует интерференции, оно приводит только к сокращению той кинематической области, в пределах которой интерференция возможна. Вероятность интересующей нас конфигурации импульсов

$$W \sim \left| \frac{e^{i(p_1+p_3)A} \cdot e^{ip_2B}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} + a e^{i\delta} \frac{e^{i(p_1+p_3)B} \cdot e^{ip_2A}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} \right|^2 \quad /4/$$

$$\sim \frac{1 + a^2 + 2a \cos \{(\mathbf{p}_p - \mathbf{p}_2)(\mathbf{A} - \mathbf{B}) - \delta\}}{(m_{13}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2}$$

где 4-импульс резонанса $\mathbf{p}_p = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_3$, а множитель $a e^{i\delta}$, связанный с возможным различием амплитуд, соответствующих каналам 2а и 2б, определяется конкретной динамикой процесса; он отсутствует в некоторых моделях, например в тех, в которых источники в точках А и В одинаковы. Если ширина резонанса Γ достаточно мала, то в формуле /4/ соотношение между слагаемыми числителя не зависит от величины общего знаменателя. Можно, следовательно, произвести усреднение /4/ по допустимым значениям эффективной массы m_{13} . В итоге получим

$$W \sim 1 + a^2 + 2a \cos \{(\mathbf{p}_p - \mathbf{p}_2)(\mathbf{A} - \mathbf{B}) - \delta\}. \quad /4'/$$

Последующее усреднение по различным положениям точек А и В дает

$$W \sim 1 + a^2 + 2a \cos \delta \cdot e^{-\frac{(\vec{p}_p - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_p - \epsilon_2)^2 T^2}{2}}. \quad /4''/$$

Таким образом, интерференционная картина определяется не параметрами резонанса, а только величинами R и T.

Из /4''/ следует, что при T=0 соотношение между вероятностями в нуле и в области плато

$$\frac{W(0)}{W(\infty)} = \frac{1 + a^2 + 2a \cos \delta}{1 + a^2} \leq 2, \quad /5/$$

причем обычный интерференционный максимум может даже смениться минимумом, если $a \cos \delta < 0$. Заметим, что для конфигураций, в которых $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2$, интерференция определяется только 4-импульсом π^- -мезона, а при $\mathbf{p}_3 = \mathbf{p}_2$ все зависит от 4-импульса π^+ -мезона. Кроме того, если импульс одного из заряженных π -мезонов доста-

точно мал, имеет место двухчастичная корреляция между остальными двумя π -мезонами, хотя они и не обладают одинаковыми зарядами. Из структуры формул /4/, /4'/ и /4''/ вытекает, что все указанные интерференционные эффекты исчезают, если ρ^0 -мезон и π^0 -мезон образуются одновременно и в одной и той же общей точке ($A \equiv B$).

4. СИСТЕМА $\pi^+\pi^-\pi^0$ / $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ и π^- или $\rho^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ и π^+ /

Система $\pi^+\pi^-\pi^0$ может образоваться не только по рассмотренной выше схеме $\rho^0 + \pi^0$, но также по схемам $\rho^\pm + \pi^\mp$; в последнем случае источники A и B изменяют свои заряды, следовательно, в модели независимых взаимодействий интерференция со схемой $\rho^0 + \pi^0$ отсутствует. На рис. 3 изображены две возможные комбинации: π^+ в точке A и ρ^- в точке B или π^- в точке B и ρ^+ в точке A. Две аналогичные комбинации, в которых знаки частиц, генерируемых в точках A и B, изменены на обратные, имеют такую же структуру, и их можно специально не рассматривать.

Вероятность

$$W \sim \left| \frac{e^{ip_1 A} \cdot e^{i(p_2+p_3)B}}{m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma} + \frac{e^{i(p_1+p_2)A} \cdot e^{ip_3 B}}{m_{12}^2 - M^2 + iM\Gamma} \right|^2 =$$

$$= \frac{1}{(m_{23}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} + \frac{a^2}{(m_{12}^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} + \left[\frac{2ae^{i(p_2(p_2-A)-\delta)}}{(m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{12}^2 - M^2 - iM\Gamma)} + \text{к.с.} \right]$$

Рассуждая далее по аналогии с работой /5/, т.е. проводя усреднение по кинематическим переменным при условии постоянства p_2 , получим

$$W \sim 1 + a^2 + \frac{2a \cos\{p_2(B-A) - \delta\}}{1 + y^2}, \quad y = (\epsilon_1 - \epsilon_3)r - (\vec{p}_1 - \vec{p}_3) \vec{l}$$

Усредняя, наконец, по положениям точек A и B, получим окончательное выражение:

$$W \sim 1 + a^2 + \frac{2a \cos \delta \cdot e^{-\frac{1}{2}p_2 R^2 - \epsilon_2^2 T^2}}{1 + y^2} \quad /6/$$

Формула /6/ свидетельствует о корреляции между π^+ и π^- , определяемой не только их 4-импульсами p_1 и p_3 , но также и 4-импульсом π^0 -мезона. При фиксированных p_1 и p_3 остается одночастичная интерференция, связанная с генерацией π^0 -мезона. Причина этого явления ясна из сопоставления рисунков 3а и 3б: на первом из них π^0 -мезон "привязан" в конечном счете к точке B, на

втором - к точке A, в то время как каждый из заряженных π -мезонов "привязан" к одному и тому же источнику. Если точки A и B совпадают и $T=0$, явления перестают зависеть от 4-импульса π^0 -мезона, а корреляция между импульсами π^+ и π^- проявляется более четко.

В некоторых случаях выполнено дополнительное условие $ae^{i\delta} = 1$. Тогда интерференционные корреляции пары $\pi^+\pi^-$ становятся в точности такими же, как для пары тождественных π -мезонов, один из которых генерируется непосредственно, а второй - после распада резонанса /см. также /6'/.

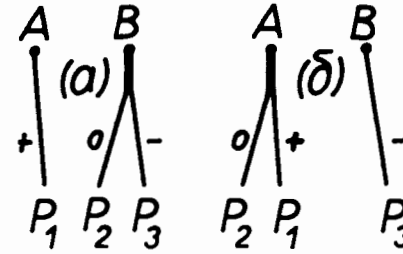


Рис. 3

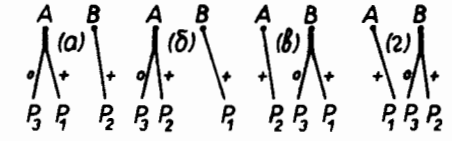


Рис. 4

5. СИСТЕМЫ $\pi^+\pi^+\pi^0$ И $\pi^-\pi^-\pi^0$

Свойства этих систем одинаковы, и можно ограничиться анализом только одной из них, например первой. Соответствующие четыре амплитуды изображены схематически на рис. 4. Число амплитуд увеличивается из-за того, что резонанс и π -мезон имеют одинаковые заряды и их можно переставлять. Суммарная амплитуда $f = f_a + f_b + f_\beta + f_\gamma$, или

$$f \sim \frac{e^{i(p_1+p_3)A} \cdot e^{ip_2 B}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} + \frac{e^{i(p_2+p_3)A} \cdot e^{ip_1 B}}{m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma} +$$

$$+ ae^{i\delta} \frac{e^{i(p_1+p_3)B} \cdot e^{ip_2 A}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} + ae^{i\delta} \frac{e^{i(p_2+p_3)B} \cdot e^{ip_1 A}}{m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma}$$

Соответствующая вероятность W складывается из четырех диагональных членов и шести интерференционных. После усреднения по кинематическим переменным диагональные члены в сумме дают $1 + 1 + a^2 + a^2 = 2 + 2a^2$. Интерференция пары амплитуд (f_a, f_b) и пары (f_β, f_γ) приводит к слагаемым

$$2e \frac{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}{1 + y^2}, \quad \frac{2a^2 e^{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}}{1 + y^2} \quad /7/$$

В обоих случаях имеет место совпадение со структурой интерференционного члена в формуле /3/. Пары (f_B, f_V) и (f_A, f_Γ) дают одинаковые слагаемые:

$$\frac{2a \cos \delta \cdot e^{-\vec{p}_3^2 R^2 - \epsilon_3^2 T^2}}{1 + y^2}, \quad \frac{2a \cos \delta \cdot e^{-\vec{p}_3^2 R^2 - \epsilon_3^2 T^2}}{1 + y^2}, \quad /8/$$

аналогичные по форме и по физическому смыслу интерференционному члену в формуле /6/; отличие состоит только в том, что сейчас величина y определяется 4-импульсами тождественных π -мезонов. В паре (f_A, f_B) резонансные знаменатели одинаковы, и то же самое относится к паре (f_B, f_Γ) . Соответствующие интерференционные слагаемые имеют вид

$$2a \cos \delta \cdot e^{-\frac{-(\vec{p}_1 + \vec{p}_3 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 + \epsilon_3 - \epsilon_2)^2 T^2}{2}}, \quad /9/$$

$$2a \cos \delta \cdot e^{-\frac{-(\vec{p}_2 + \vec{p}_3 - \vec{p}_1)^2 R^2 - (\epsilon_2 + \epsilon_3 - \epsilon_1)^2 T^2}{2}},$$

т.е. возникает аналогия с интерференционным членом в формуле /4"/.

Суммируя все члены, получим

$$W \sim (1 + a^2) \left\{ 1 + \frac{e^{-\frac{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}{2}}}{1 + y^2} + 2a \cos \delta \cdot \left[\frac{e^{-\vec{p}_3^2 R^2 - \epsilon_3^2 T^2}}{1 + y^2} + \frac{e^{-\frac{-(\vec{p}_1 + \vec{p}_3 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 + \epsilon_3 - \epsilon_2)^2 T^2}{2}} + e^{-\frac{-(\vec{p}_2 + \vec{p}_3 - \vec{p}_1)^2 R^2 - (\epsilon_2 + \epsilon_3 - \epsilon_1)^2 T^2}{2}}}{2} \right] \right\}. \quad /10/$$

Для сокращения записи в формуле /10/ положено $T=0$; в противном случае в показателях экспонент добавляются соответствующие временные члены. Если ρ^+ и π^+ образуются одновременно и в одной точке /т.е. $R=0$, $T=0$ /, то /10/ переходит в

$$W \sim 1 + \frac{1}{1 + y^2}, \quad /11/$$

что, как и следовало ожидать, совпадает с формулой /15/ в работе /1/. В общем случае вероятность W принимает экстремальные значения в трех разных конфигурациях: при $\vec{p}_1 = \vec{p}_2$, при $\vec{p}_3 = 0$ и $\vec{p}_1 = (\vec{p}_2 + \vec{p}_3)^*$. Экстремум при $\vec{p}_1 = (\vec{p}_2 + \vec{p}_3)$ связан с теми корреляциями, которые имели бы место, если бы генерировался не ре-

* Условия $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_3$ и $\vec{p}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_3$ соответствуют одной и той же конфигурации, поскольку порядок нумерации тождественных частиц произволен.

зонанс, а стабильная частица с массой, равной массе резонанса. В соответствии с этим /и в соответствии с замечанием об эквивалентности условий $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_3$ и $\vec{p}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_3$ / формула /10/ при $y^2 \rightarrow \infty$ принимает вид

$$W \sim 1 + a^2 + a \cos \delta \cdot \left\{ e^{-\frac{-(\vec{p}_1 + \vec{p}_3 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 + \epsilon_3 - \epsilon_2)^2 T^2}{2}} + e^{-\frac{-(\vec{p}_2 + \vec{p}_3 - \vec{p}_1)^2 R^2 - (\epsilon_2 + \epsilon_3 - \epsilon_1)^2 T^2}{2}} \right\}. \quad /10'/$$

Появление в формуле /10/ члена $e^{-\vec{p}_3^2 R^2}$ связано с одночастичной интерференцией: π^0 -мезон на рис. 4а,б "привязан" к источнику А, а на рис. 4в,г - к источнику В. Если импульс \vec{p}_3 достаточно велик ($\vec{p}_3^2 R^2 \gg 1$), то при $\vec{p}_1 = \vec{p}_2$ получаем

$$W \sim 1 + \frac{e^{-\frac{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}{2}}}{1 + y^2}. \quad /12/$$

Совпадение с формулой /3/ объясняется тем, что в рассматриваемых условиях остается интерференция только внутри пар амплитуд (f_A, f_B) и (f_V, f_Γ) , но не между амплитудами, относящимися к разным парам. Если источники в точках А и В одинаковы /т.е. $a e^{i\delta} = 1$ /, а импульс \vec{p}_3 настолько мал, что $\vec{p}_3^2 R^2 \ll 1$ и $|\vec{p}_3| \ll |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$, формула /10/ переходит в

$$W \sim \left(1 + \frac{1}{1 + y^2} \right) \left\{ 1 + e^{-\frac{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}{2}} \right\}. \quad /13/$$

В этом случае максимальное значение вероятности превосходит вчетверо вероятность в области плато. Отметим также, что при достаточно большом различии параметров R и $|\vec{p}_3|$ формула /13/ соответствует появлению "ложного плато", феноменологическое описание которого было дано в работе /7/. Возрастание величины $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2$ сначала приводит к падению вероятности вдвое, затем возникает "ложное плато", а при еще больших значениях $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2$ происходит повторное двойное уменьшение вероятности. Если $T \neq 0$, картина несколько усложняется, но общий характер явления остается прежним, изменяется только соотношение между ординатами максимума и обоих плато /"ложного" и "истинного"/.

В чисто академическом плане интересен случай, когда нейтральный продукт распада резонанса не имеет массы покоя /например, $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$ и система $\pi^+ \pi^+ \pi^0$ заменяется на $\pi^+ \pi^+ \gamma$ /. Тогда при $\vec{p}_3 = 0$ имеем также $\epsilon_3 = 0$. Если к тому же резонанс обладает очень большой шириной ($l \ll R$), то физически ясно, что вся ситуация не должна отличаться от непосредственной генерации двух π^+ -мезонов в разных точках излучающей области. Легко убедиться, что так оно и получается, вероятность процесса в этом случае дается формулой

$$W \sim 1 + e^{-\frac{-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 R^2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 T^2}{2}}. \quad /14/$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1971, т.13, с.1116.
2. Lednický R. Alma-Ata-Dubna-Helsinki-Košice-Moscow-Prague Collaboration. In: Antinucleon-Nucleon Interactions. Wenner-Gren, 1977, vol.29, p.447.
3. Thomas G.H. Phys.Rev., 1977, 15D, p.2636.
4. Grassberger P. Nucl.Phys., 1977, 120B, p.231.
5. Ледницки Р., Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-12302, Дубна, 1979.
6. Козловская С.С. и др. ЯФ, 1976, т.24, с.621.
7. Ледницки Р., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1979, т.30, с.837.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1982 года.

Ледницки Р., Подгорецкий М.И. P2-82-327
К вопросу об интерференционных корреляциях в системе "резонанс+частица"

Рассмотрены корреляции в системе трех частиц, две из которых являются продуктами распада резонанса, причем третья частица и резонанс образуются независимо в разных точках пространства-времени. Показано, что в таких процессах наряду с известными корреляциями тождественных частиц возникают корреляции между нетождественными частицами, а также между частицами и резонансом. Характер этих корреляций определяется как пробегом резонанса, так и размерами области генерации.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Lednický R., Podgoretsky M.I. P2-82-327
On Interference Correlations in the Resonance Particle System

The correlations in a three-particle system are considered in the case when one of the particles and a resonance, giving the other two particles, are produced independently in different space-time points. It is shown that in such processes, besides the usual correlations of like particles, there appear the correlations between unlike particles and also between the particle and the resonance. The character of these correlations is determined by the resonance decay range as well as by the dimension of the particle production region.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.