

2714/2-79



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

С323

Л-394

P2 - 12302

Р. Ледницки, М.И.Подгорецкий

К ВОПРОСУ

О КОРРЕЛЯЦИЯХ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ

В СИСТЕМЕ "РЕЗОНАНС + ЧАСТИЦА"

1979

P2 - 12302

Р. Ледницки, М.И.Подгорецкий

К ВОПРОСУ
О КОРРЕЛЯЦИЯХ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ
В СИСТЕМЕ "РЕЗОНАНС + ЧАСТИЦА".

Ледницки Р., Подгорецкий М.И.

P2 - 12302

К вопросу о корреляциях тождественных частиц
в системе "Резонанс + частица"

Рассмотрен случай, когда одна из тождественных частиц и резонанс, при распаде которого возникает вторая тождественная частица, генерируются в разных точках пространства-времени. Показано, что в таких процессах корреляции тождественных частиц определяются как пробегом резонанса l , так и размерами области взаимодействия R . Зависимость корреляций от R может быть использована для экспериментального отделения рассматриваемых процессов от реакций совместной генерации резонанса и частицы в одной общей точке.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Lednický R., Podgoretsky M.I.

P2 - 12302

On Correlations of Identical Particles in the
"Resonance + Particle" System

The case when one of two identical particles and a resonance giving the other identical particle are produced in different space-time points is considered. It is shown that in such processes the correlations of identical particles are determined by the resonance decay range l as well as by the dimension R of the interaction region. The dependence of correlations on R can be used to separate the considered processes from the reactions of joint resonance and particle production in the same space-time point.

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

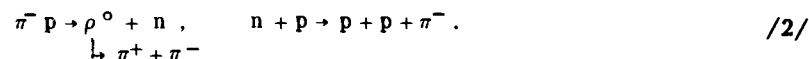
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Столкновение частиц /или ядер/ высокой энергии с ядрами может сопровождаться генерацией вторичных частиц, образовавшихся в сравнительно удаленных друг от друга точках пространства-времени; с другой стороны, возможна и множественная генерация нескольких вторичных частиц из одной и той же точки. Изучение корреляций тождественных частиц позволяет, в принципе, разобраться в этой стороне дела и получить информацию о том, какая из указанных возможностей /или какая их комбинация/ имеет место в действительности. Измеряя корреляции тождественных частиц, можно также ответить на вопросы о величине и форме области ядра, участвующей во взаимодействии, о "пассивности" или активности вторичных частиц и т.п.^{/1-4/}. Ниже будет рассмотрена одна такая задача, интересная сама по себе и служащая иллюстрацией общих возможностей корреляционного метода.

Речь пойдет о процессе генерации на ядре π -мезона и резонанса, распадающегося на два π -мезона; для определенности будем сначала иметь в виду систему $(\pi^-, \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$. Такая система может возникнуть в реакции типа



с участием только одного нуклона ядра, а также и за счет каскадного механизма, например, в реакциях



Корреляции тождественных π -мезонов в реакции /1/ уже обсуждались в литературе /см., например,^{/5-8/}/. Посмотрим, какими особенностями обладают эти корреляции в случае реакции типа /2/.

Пусть π -мезон образуется в пространственно-временной точке A /т.е. в пространственной точке, определяемой вектором \vec{A} и в момент времени t_A /, а ρ^0 -мезон - в другой точке, B . Тогда конечное трехчастичное состояние ($\pi^- \pi^- \pi^+$) может быть реализовано двумя различными путями, каждому из которых соответствует своя амплитуда /рис. 1/. События в точках A и B предполагаются независимыми, поэтому указанные амплитуды имеют структуру

$$\frac{e^{i(p_1+p_3)B} \cdot e^{ip_2A}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} , \quad \frac{e^{i(p_2+p_3)B} \cdot e^{ip_1A}}{m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma} .$$

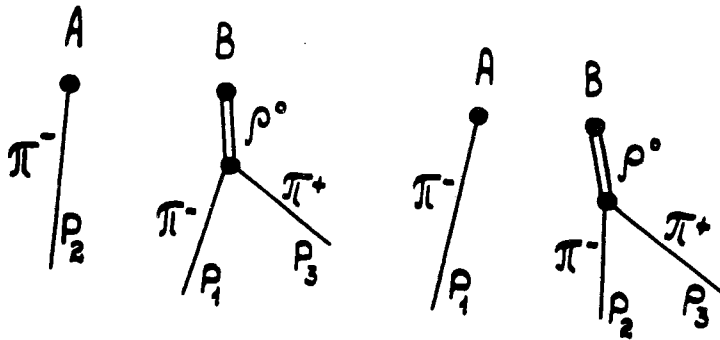


Рис. 1

Здесь p_1 , p_2 и p_3 - 4-импульсы соответствующих частиц, $m_{13}^2 = (p_1 + p_3)^2$, $m_{23}^2 = (p_2 + p_3)^2$, M - масса ρ^0 -мезона, Γ - его ширина. Полная амплитуда процесса имеет вид

$$f \sim \frac{e^{i(p_1+p_3)B} \cdot e^{ip_2A}}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} + \frac{e^{i(p_2+p_3)B} \cdot e^{ip_1A}}{m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma} , \quad /3/$$

а его вероятность

$$dw \sim \left[\frac{1}{(m_{13}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} + \frac{1}{(m_{23}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} + \frac{e^{i\alpha}}{(m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma)(m_{23}^2 - M^2 - iM\Gamma)} + \text{k.c.} \right] d^3\vec{q} , \quad /4/$$

где $\alpha = (A-B)q$, $q = p_1 - p_2$. Напомним, что величина $(A-B)$ является 4-вектором, т.е. имеет также и временную компоненту. Рассуждая далее по аналогии с работой /5/, т.е. усредняя вероятность /4/ по кинематическим переменным при фиксированных p_1 и p_2 , получим

$$dw \sim (1 + \frac{\cos \alpha}{1+y^2}) d^3\vec{q} , \quad y = q_0 r - \vec{q} \vec{\ell} . \quad /5/$$

Здесь r и $\vec{\ell}$ - время жизни и пробег резонанса в рассматриваемой системе координат.

Формулу /5/ надо еще усреднить по координатам источников A и B . Если предположить сначала, что в рассматриваемой системе отсчета все акты излучения происходят мгновенно и в один и тот же момент времени, то дело сводится только к пространственному усреднению и окончательный результат зависит от пространственного распределения источников ρ^0 -мезонов и π -мезонов. Будем считать эти распределения одинаковыми и независимыми; для определенности будем описывать их функцией Гаусса

$$U(\vec{r}) \sim e^{-\vec{r}^2/2R^2} . \quad /6/$$

Тогда после усреднения получим

$$dw \sim (1 + \frac{e^{-R^2 \vec{q}^2}}{1+y^2}) d^3\vec{q} . \quad /7/$$

Если акты излучения происходят не одновременно и распределены во времени по закону

$$V(t) \sim e^{-t^2/2T^2} , \quad /8/$$

то формула /7/ переходит в

$$dw \sim \left\{ 1 + \frac{e^{-(R^2 \vec{q}^2 + T^2 q_0^2)}}{1+y^2} \right\} d^3 \vec{q}. \quad /9/$$

Выбор распределений $U(\vec{r})$ и $V(t)$ в виде /6/ и /8/ не является, конечно, обязательным. Другие "колоколообразные" распределения приводят к сходным конечным результатам.

Формула /9/ написана для случая статистической независимости \vec{r} и t . Однако между ними часто имеет место статистическая корреляция, а иногда даже однозначная связь. Пусть быстрый протон дважды взаимодействует внутри ядра по схеме

$$p + N_1 \rightarrow p + \rho^+ + \dots, \quad p + N_2 \rightarrow p + \pi^+ + \dots \quad /10/$$

\downarrow
 $\pi^+ + \pi^0$

либо по обратной схеме

$$p + N_1 \rightarrow p + \pi^+ + \dots, \quad p + N_2 \rightarrow p + \rho^+ + \dots, \quad /10'/$$

\downarrow
 $\pi^+ + \pi^0$

причем в обоих случаях после первого акта протон практически сохраняет по величине и направлению свой первоначальный импульс /рис. 2/. Тогда координаты \vec{r}_1 и \vec{r}_2 рассматриваемых последовательных взаимодействий расположены вдоль траектории протона и связаны с соответствующими моментами времени t_1 и t_2 соотношением

$$\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{u}(t_2 - t_1), \quad /11/$$

где \vec{u} - скорость протона. Можно показать, что в этих условиях

$$dw \sim \left\{ 1 + \frac{e^{-(q_0 - \vec{q}\vec{u})^2 R^2 / u^2}}{1+y^2} \right\} d^3 \vec{q}. \quad /12/$$

При $R \gg \ell$, ит формула /12/ переходит в

$$dw \sim \left\{ 1 + e^{-(q_0 - \vec{q}\vec{u})^2 R^2 / u^2} \right\} d^3 \vec{q} \quad /13/$$

и описывает процесс непосредственной генерации двух пионов быстрым протоном. При выводе /12/ следует предполагать, что плотность нуклонов в ядре задается в виде /6/ и что вторичные частицы проходят сквозь ядро без рассеяния.

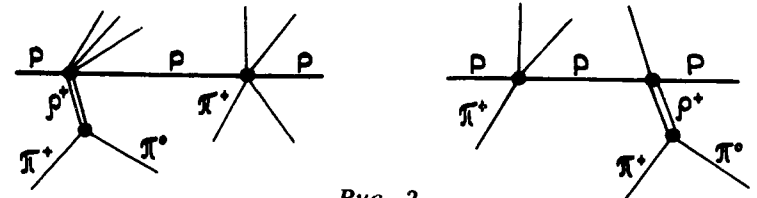


Рис. 2

Формула /7/ является естественным обобщением выражений, известных по прежним работам. Если $R \ll \ell$, она переходит в

$$dw \sim \left(1 + \frac{1}{1+y^2} \right) d^3 \vec{q} \quad /14/$$

и описывает корреляции при образовании резонанса и частицы в одной точке ^{5,6/}, а в противоположном предельном случае, когда $R \gg \ell$, корреляции получаются такими же, как при непосредственной генерации пары тождественных π -мезонов/см., например, ^{1,2,9/} /. В общем случае корреляции "чувствуют" как пробег резонанса ℓ , так и размеры области генерации R .

Величины ℓ и τ , входящие во многие из полученных выше соотношений, зависят от скорости резонанса \vec{v}_ρ , их можно считать постоянными только в небольшой окрестности выбранной кинематической конфигурации.

Несмотря на это, формулу /14/ можно привести к универсальному виду, пригодному для любой конфигурации. Перейдем сначала в систему центра инерции тождественных частиц, в которой $q_0 = 0$, $y^2 = (\vec{q}\vec{\ell})^2$ и

$$dw \sim \left(1 + \frac{1}{1 + \vec{q}^2 \vec{\ell}^2 \cos^2 \theta} \right) \vec{q}^2 d|\vec{q}| \sin \theta d\theta, \quad /15/$$

где θ - угол между \vec{q} и $\vec{\ell}$. Интегрируя /15/ по θ , получим

$$dw \sim \left[1 + \frac{\arctg(|\vec{q}| \cdot |\vec{\ell}|)}{|\vec{q}| \cdot |\vec{\ell}|} \right] \vec{q}^2 d|\vec{q}|, \quad /16/$$

В выбранной нами системе

$$\vec{q}^2 = -q^2 = m_{12}^2 - 4m_\pi^2, \quad \vec{q}^2 d|\vec{q}| = -\frac{1}{2} \sqrt{-q^2} dq^2,$$

а величина $|\vec{\ell}|$ зависит только от параметров резонанса $|\vec{\ell}| = |\vec{P}_\rho| / M\Gamma$, где \vec{P}_ρ - импульс резонанса в рассматриваемой системе/. Поэтому /15/ можно переписать в виде

$$dw \sim \left\{ 1 + \frac{\arctg(\sqrt{m_{12}^2 - 4m_\pi^2} \cdot |\vec{P}_\rho| / M\Gamma)}{(\sqrt{m_{12}^2 - 4m_\pi^2} \cdot |\vec{P}_\rho| / M\Gamma)} \right\} \sqrt{m_{12}^2 - 4m_\pi^2} dm_{12}^2, \quad /17/$$

содержащем только инвариантные величины и пригодном тем самым в любой системе и для любой кинематической конфигурации. Подчеркнем, что в формулу /17/ входит только одна переменная величина m_{12}^2 . Это обстоятельство может быть использовано для увеличения статистической точности при обработке экспериментальных данных. С другой стороны, такая обработка связана с потерей части информации, касающейся энергии и направления вылета резонанса.

Скорость резонанса \vec{v}_ρ в системе покоя π -мезона, образующегося при распаде резонанса, равна по модулю скорости этого π -мезона в системе покоя резонанса. Поэтому при $\vec{P}_1 = \vec{P}_2$ входящее в /17/ отношение $|\vec{P}_\rho| / M$ можно заменить на $|\vec{P}_\pi^*| / m_\pi$, где \vec{P}_π^* - импульс π -мезона в системе покоя ρ -мезона. После такой замены /17/ переходит в

$$dw \sim \left\{ 1 + \frac{\arctg(\sqrt{m_{12}^2 - 4m_\pi^2} |\vec{P}_\pi^*| / m_\pi \Gamma)}{(\sqrt{m_{12}^2 - 4m_\pi^2} \cdot |\vec{P}_\pi^*| / m_\pi \Gamma)} \right\} \sqrt{m_{12}^2 - 4m_\pi^2} dm_{12}^2, \quad /17'/$$

Формулы /17/ и /17'/ были ранее получены в работе /8/.

В отличие от формулы /14/ формулы /7/, /9/ и /12/ не удается привести к инвариантному виду, пригодному для любых кинематических конфигураций. Частичное продвижение в этом направлении возможно только при достаточно малых значениях $|q^2|$. Можно показать, что в этом случае формулы /13/, /7/, /9/ и /12/ переходят соответственно в

$$dw \sim \left(2 + \frac{1}{3} q^2 \ell^2 \right) \sqrt{-q^2} dq^2, \quad /14'/$$

$$dw \sim \left\{ 2 + \frac{1}{3} (\ell^2 + 2R^2 + R^2 \gamma^2) q^2 \right\} \sqrt{-q^2} dq^2, \quad /7'/$$

$$dw \sim \left\{ 2 + \frac{1}{3} (\ell^2 + 2R^2 + R^2 \gamma^2 + T^2 \gamma^2 v^2) q^2 \right\} \sqrt{-q^2} dq^2, \quad /9'/$$

$$dw \sim \left\{ 2 + \frac{1}{3} \left(\ell^2 + \left[\frac{u_\perp^2}{u^2} + \left(1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{v}}{v^2} \right) \frac{v^2 \gamma^2}{u^2} \right] R^2 \right) q^2 \right\} \sqrt{-q^2} dq^2. \quad /12'/$$

Здесь \vec{v} и γ - скорость и лоренц-фактор пары тождественных π -мезонов; \vec{u} - скорость протона, вызывающего реакции /10/ и /10'/; u_\perp - проекция \vec{u} на плоскость, перпендикулярную к \vec{v} ; ℓ - пробег резонанса в системе покоя π -мезонов ($\ell = |\vec{P}_\pi^*| / m_\pi \Gamma$). Поскольку величина q^2 выражается через эффективную массу $\pi\pi$ -системы ($q^2 = m_{12}^2 - 4m_\pi^2$), полученные соотношения являются также соответствующими распределениями по m_{12}^2 . Эти распределения в любой системе координат не зависят от импульса резонанса; вместе с тем они не являются вполне универсальными, поскольку содержат в качестве параметров \vec{v} и γ .

Подчеркнем, что формулы /7'/, /9'/, /12'/ и /14'/ справедливы только при малых значениях $|q^2|$. Каждая из них имеет вид

$$dw \sim \left\{ 1 + (1+a) q^2 \right\} \sqrt{-q^2} dq^2, \quad /18/$$

где a - соответствующая положительная константа. При сопоставлении с экспериментальными данными в области больших значений $|q^2|$ можно, как это предлагается в /10/, попытаться заменить /18/ на

$$dw \sim (1 + e^{-aq^2}) \sqrt{-q^2} dq^2, \quad /19/$$

поскольку такая замена ничего не меняет при малых $|q^2|$ и в качественном плане правильно описывает быстрое исчезновение корреляций с ростом $|q^2|$.

Формулы типа /7/, содержащие параметр R , характеризующий размеры области взаимодействия, в принципе относятся не только к реакциям на ядрах, но и к элементарным процессам, приводящим к совместному образованию ρ -мезона и π -мезона. Нюоткуда, в частности, не следует, что в реакции /1/ или в зарядово-сопряженной реакции

$$\begin{aligned} \pi^{\pm} p \rightarrow \rho^{\circ} + \pi^{\pm} + p \\ \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{\mp} \end{aligned} \quad /1'/$$

ρ° -мезон и π -мезон вылетают из одной и той же точки /и в один и тот же момент времени/; то же самое можно сказать о генерации ρ -мезона и π -мезона в каскадном распаде

$$A_2 \rightarrow \rho + \pi, \quad \rho \rightarrow \pi + \pi \quad /20/$$

и о многих других аналогичных процессах ^{10/}. Однако в реакциях типа /1/ обычно $R < \ell$ и экспериментальное обнаружение влияния параметра R довольно затруднительно. Другое дело процессы с участием больших ядер, радиус которых достаточно велик. В этом случае $R \geq \ell$ и экспериментальный выбор между процессом /1/ и /2/ становится, вероятно, не слишком сложным. В таких экспериментах корреляции в реакции /1' / на протоне могут служить в качестве эталона, поскольку в этой реакции величина R мала. Другим эталоном являются процессы

$$\begin{aligned} \pi^{\mp} + \text{ядро} \rightarrow \rho^{\circ} + \pi^{\pm} + \text{нуклоны}, \\ \downarrow \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{\mp} \end{aligned} \quad /21/$$

которые не могут осуществляться во взаимодействиях только с одним нуклоном ядра; для них параметр R велик. Можно ожидать, что сопоставление с указанными эталонами позволит определить относительные веса реакций /1/ и /2/.

Следует, правда, иметь в виду, что реакциям типа /1/ также могут быть свойственны корреляции с параметром $R \neq 0$, если π -мезон, родившийся вместе с ρ° -мезоном, рассеивается при дальнейшем прохождении через ядро. Это, конечно, не удивительно, так как такой процесс хотя и отличается от /2/, но по существу также является каскадным. При сопоставлении реакции /1/ с реакцией /2/, а также с реакцией /1/, включающей последующее рассеяние π -мезона, имеет смысл выделять события, в которых исходное ядро не разрушается. Примером могут служить процессы

$$\begin{aligned} \pi^{\pm} + d \rightarrow \rho^{\circ} + \pi^{\pm} + d, \quad \pi^{\pm} + {}^4\text{He} \rightarrow \rho^{\circ} + \pi^{\pm} + {}^4\text{He} \\ \downarrow \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{\mp} \quad \downarrow \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{\mp} \end{aligned} \quad /22/$$

В связи с возможностью в этом случае полного кинематического анализа можно при достаточно высокой энергии первичных частиц отбирать конфигурации, благоприятные в смысле величины фактора для процесса /1/ и неблагоприятные для остальных процессов.

Как уже отмечалось выше, процесс образования ρ -мезона и π -мезона является только одним из примеров, иллюстрирующих возможность отличить совместную генерацию частиц от каскадной. Укажем в заключение еще на один пример, связанный с рождением странных частиц. При столкновении релятивистского π -мезона или нуклона с ядром возможно как одноактное образование пары $K^{\circ}\bar{K}^{\circ}$, так и каскадная генерация, когда в первом акте появляются K° и гиперон, а \bar{K}° -мезон образуется только впоследствии, при прохождении гиперона через ядро. Экспериментальное изучение $K_S^{\circ}K_S^{\circ}$ -корреляций позволяет отличить одну возможность от другой, так как в первом случае размеры области взаимодействия малы, а во втором - велики /о корреляциях $K_S^{\circ}K_S^{\circ}$ см. также ^{11,12/}.

Авторы благодарят В.Л.Любошица за интересные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, 15, с.392.
2. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1973, 18, с.656.
3. Giovannini A., Veneziano G. Nucl.Phys., 1977, 130B, p.61.
4. Zalewski K. Acta. Phys. Pol., 1978, 9B, p.445.
5. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1971, 13, с.1116.
6. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1971, 14, с.600.
7. Thomas Gerald H. Phys. Rev., 1977, 15D, p.2636.
8. Grassberger P. Nucl.Phys., 1977, 120B, p.231.
9. Cocconi G. Phys. Lett., 1974, 49B, p.459.
10. Ледницки Р. ОИЯИ, Б2-3-11460, Дубна, 1978.
11. Cooper A.M. et al. Nucl.Phys., 1978, 139B, p.45.
12. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. ОИЯИ, Р2-12157, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1979 года.