СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

P1 - 5315

В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ РЕЗОНАНСОВ

1970

P1 - 5315

В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ РЕЗОНАНСОВ

§1. Введение

На рис. 1 изображены два неподвижных возбужденных атома, находящихся в точках a и b, и два счетчика фотонов, расположенных в точках c и d. Вероятность совпадения, при котором счетчики срабатывают соответственно в моменты t_c и t_d, дается, как известно (см., например, /1/), выражением

$$W(t_c, t_d) \approx 1 + \cos\alpha \tag{1.1}$$

$$\alpha = (\omega_a - \omega_b)(t_c - t_d) + k_a(ac - ad) + k_b(bd - bc). \tag{1.2}$$

Предположим сначала, что точка a совпадает с b или c – с точкой d. Тогда фаза $\alpha = (\omega_a - \omega_b)(t_c - t_d)$ и усреднение $W(t_c, t_d)$ по времени приводит к исчезновению интерференционного члена, если только $\omega_a \neq \omega_b$. В случае, когда $\omega_a = \omega_b$, интерференционный член не исчезает после усреднения и величина $\overline{W(t_c, t_d)}$ увеличивается вдвое. Учёт затухания приводит к тому, что вероятность $\overline{W(t_c, t_d)}$ имеет пик в области

$$|\omega_a - \omega_b| \approx \gamma_a + \gamma_b,$$

где γ_a и γ_b – естественные ширины рассматриваемых переходов.

Предположим теперь, что $\omega_a = \omega_b = \omega$ и рассмотрим пространственную структуру фазы α. Тогда (1.2) принимает вид:

$$\alpha = k(ac - ad + bd - bc), \tag{1.2'}$$

где $k = \dfrac{\omega}{c}$.

Можно показать (см., например, [2]), что в случае, когда расстояние $\vec{L}$ между атомами и счетчиками велико по сравнению с расстояниями $\vec{ab}$ и cd (см. рис. 1), выражение (1.2') записывается в эквивалентной форме

$$a = \left(\frac{k}{L}\right)(\vec{ab}\cdot\vec{cd}) - \left(\frac{k}{L}\right)\frac{(\vec{ab}\cdot\vec{L})(\vec{cd}\cdot\vec{L})}{L^2}. \tag{1.2''}$$

Если ввести угол θ, под которым виден вектор $\vec{cd}$ из точки, расположенной вблизи атомов a и b (или, что то же самое, угол между направлениями вылета фотонов), то можно также записать

$$a = k\,(ab\cdot\Theta). \tag{1.2'''}$$

Из сопоставления (1.2''') с (1.1) следует, что при $\theta=0$ вероятность регистрации W имеет максимум, угловая ширина которого определяется условием

$$k(ab\cdot\Theta)\approx 1. \tag{1.3}$$

Рассмотренный простой пример показывает, что изучение энергетической корреляции между фотонами позволяет получить информацию о времени жизни источника, а изучение угловых корреляций – о его пространственной структуре [x].

Связь между указанными корреляциями и пространственно-временной структурой излучателя имеет, конечно, общее значение. В частности, она не ограничивается одними только фотонами и с соответствующими изменениями распространяется на излучение тождественных частиц любых других типов. Сказанное относится также к ядерным реакциям и к процессам с участием элементарных частиц высоких энергий. В этих случаях угловые и энергетические корреляции между вторичными тождест-

---

[x] Последнее обстоятельство используется, как известно, при определении линейных размеров звезд с помощью интерферометра Хенбери-Брауна и Твисса [3].

венными частицами связаны с размерами области взаимодействия и длительностью процесса генерации рассматриваемых частиц.

В принципе здесь можно иметь в виду различные реакции с образованием компаунд-ядер, множественную генерацию элементарных частиц[x/] и т.д. Очень четкая формулировка корреляционных соотношений возможна для реакций, в которых образуются нестабильные промежуточные состояния типа возбужденных ядер или резонансов элементарных частиц. В настоящем сообщении мы будем рассматривать простейший случай, когда в некоторой точке A рождается частица и резонанс, распадающийся в точке B и содержащий среди продуктов распада частицу той же природы, что и первая. Тогда точки A и B играют примерно такую же роль, как точки a и b (рис. 1), вектор $\vec{AB}$ играет роль $\vec{ab}$ и т.д.

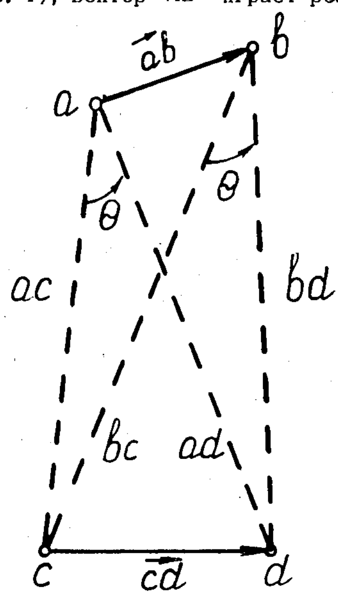


Рис. 1.

---

x/ В последнем случае аналогичный подход с несколько иной точки зрения был сформулирован ранее в работе /4/. Можно показать, что он отличается от нашего подхода отсутствием учета длительности процесса излучения.

Дальнейший анализ удобнее проводить в импульсноэнергетическом представлении, которое полнее соответствует чаще всего встречающимся экспериментальным условиям.

§2. Интерференционные явления в системе резонанс + частица

Пусть в реакции возникают три частицы – 1,2,3; из них 1,2 – тождественны, причем рождение пар 1,3 или 2,3 может идти через резонанс R с массой M и шириной Γ. Пример такой системы:

$$0 \to K^+ + \phi \to \underset{1}{K^+} + \underset{2}{K^+} + \underset{3}{K^-} . \qquad (2.1)$$

Здесь "0" – условие обозначение всей тройки частиц 1+2+3. Этот процесс можно изобразить двумя диаграммами (см. рис. 2) и его амплитуда A имеет вид:

$$A \sim \frac{a(\vec{p}_0;\vec{p}_1,\vec{p}_2,\vec{p}_3)}{m_{13}^2-M^2+iM\Gamma} + \frac{a(\vec{p}_0;\vec{p}_2,\vec{p}_1,\vec{p}_3)}{m_{23}^2-M^2+iM\Gamma}, \qquad (2.2)$$

где в a включены факторы, определяющие амплитуды рождения системы 0 и учитывающие спиновую структуру рассматриваемых частиц[x/]. Символами $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$, $\vec{p}_3$ и $\vec{p}_0$ обозначены импульсы соответствующих частиц и всей системы в целом, m_{13} и m_{23} – эффективные массы пар 1,2 и 3. Наличи-

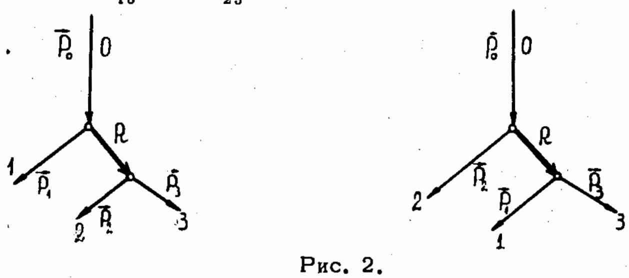


Рис. 2.

[x/] Взаимодействие частиц в конечном состоянии не рассматривается, так как в дальнейшем нас будут интересовать только узкие резонансы, для которых оно несущественно.

ем нерезонансного фона пренебрегаем. Знак "+" в (2.2) отвечает случаю бозонов; если бы частицы 1 и 2 были фермионами, то "+" следовало бы заменить на "−". Из вида (2.2) следует, что интерференционные явления велики при $m_{13} \approx m_{23} \approx M$. Для достаточно узких резонансов эти условия могут быть выполнены совместно с $\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2$ и тогда можно считать, что $a(\vec{p}_0; \vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3) \approx a(\vec{p}_0; \vec{p}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_3)$.

Если вместо m^2_{13}, m^2_{23} ввести безразмерные переменные

$$u = (m^2_{13} - M^2)/\gamma, \quad v = (m^2_{23} - M^2)/\gamma, \quad \gamma = M\Gamma, \tag{2.3}$$

то вероятность процесса

$$d^2W \sim \left| \frac{1}{u+i} + \frac{1}{v+i} \right|^2 du\, dv\,. \tag{2.4}$$

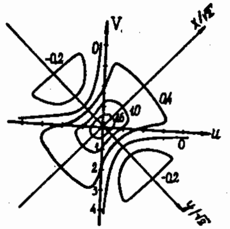
Плотность вероятности

$$\frac{d^2W}{du\, dv} \sim \frac{1}{1+u^2} + \frac{1}{1+v^2} + 2\,\frac{1+uv}{(1+u^2)(1+v^2)}\,. \tag{2.5}$$

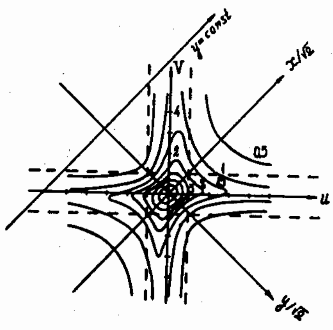
Линии уровня интерференционного члена

$$J = 2\,\frac{1+uv}{(1+u^2)(1+v^2)}$$

на плоскости u, v показаны на рис. 3а. Они имеют положительный максимум $J = 2$ при $u = v = 0$, отрицательный минимум $J = -1/4$ при $u = -v = \pm\sqrt{3}$ и обращаются в нуль на гиперболах $uv = -1$. Линии уровня неинтерференционнных членов $(1+u^2)^{-1}$ и $(1+v^2)^{-1}$ – прямые, параллельные осям $u = 0$, $v = 0$, и достигают максимума вдоль этих осей. Линии уровня плотности вероятности показаны на рис. 3б. Поскольку для изучения двухмерных распределений по (u, v) требуется большая статистика, встает вопрос о наблюдении интерференции в одномерных распределениях. Взгляд на рис. 3 убеждает нас, что распределения по u или по v для этого непригодны, поскольку положительные и отрицательные интерференционные эффекты взаимно гасятся, а эффекты от квадратичных членов только накапливаются. Удобней взять другие переменные:



а)



б)

Рис. 3. а) Линии уровня интерференционного члена в переменных (u, v) . Цифры около кривых – соответствующие значения J ; б) линии уровня плотности вероятности $\frac{d^2W}{du\,dv}$. Пунктирными линиями показаны области рождения резонансов.

$$x = \frac{u+v}{2} = \frac{m_{13}^2 + m_{23}^2 - 2M^2}{2\gamma}, \tag{2.6}$$

$$y = \frac{u-v}{2} = \frac{m_{13}^2 - m_{23}^2}{2\gamma}\,^{x/}. \tag{2.7}$$

Из рис. 3а видно, что вдоль полос $y = \mathrm{const}$ при малых y интерференционный эффект для разных x будет накапливаться, а при бо́льших y отчасти гаситься. Вклад же квадратичных членов будет равен одной и той же величине – числу событий в косом сечении резонансной полосы. Зато вдоль полос $x = \mathrm{const}$ интерференционный эффект должен быть особенно слаб. Расчет подтверждает это. С точностью до постоянного множителя

$$d^2W = \left| \frac{1}{x+y+i} + \frac{1}{x-y+i} \right|^2 dx\,dy\ . \tag{2.8}$$

Интегралы по x или y в бесконечных пределах дают

$$w(y) \equiv \frac{dW}{dy} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^2W}{dx\,dy}\,dx = 2\pi\left(1 + \frac{1}{1+y^2}\right) \tag{2.9}$$

$$w(x) \equiv \frac{dW}{dx} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^2W}{dx\,dy}\,dy = 2\pi\,^{xx/}. \tag{2.10}$$

Первое слагаемое в (2.9) обязано своим происхождением квадратичным членам, а второе – интерференции двух амплитуд в процессе (2.1). Ниже будет показано, что оно связано именно с теми угловыми и энергетическими корреляциями, которые были описаны во Введении.

---

x/ Из-за тождественности частиц 1 и 2 экспериментально может быть измерен лишь $|y|$. Мы, однако, будем считать знак y произвольным. Это не приведет к ошибкам, так как все распределения оказываются четными функциями y.

xx/ Результат, эквивалентный отсутствию зависимости от x, был уже в другой связи отмечен в работе /5/.

Интерференционный эффект можно заметить и в распределении по

$$r^2 = u^2 + v^2 . \qquad (2.11)$$

Расчет дает

$$(1 + r^2)^{1/2} \left(\frac{dW}{dr^2} \right) \sim 1 + \frac{1}{1 + r^2/2} . \qquad (2.11')$$

В распределении по $\phi = \mathrm{arctg}(u/v)$ эффект отсутствует.

§3. Ограничения, налагаемые законами сохранения. Интерференция в более сложных системах

Интерференционные эффекты – пики в распределении по y – будут наблюдаться лишь в окрестности $y = 0$, то-есть при $m_{13} \cong m_{23} \cong M$. Если при этом $\vec{p}_1 \cong \vec{p}_2$, то обеспечено и равенство амплитуд. Эти три условия могут быть удовлетворены не при всяких значениях эффективной массы m_0 всех трех частиц. Наинизшее значение $\bar{m}_0$ найдем, приравнивая в системе покоя R энергию ω_1 в распаде $0 \to 1 + R$ энергии ω_2 в распаде $R \to 2 + 3$:

$$(m_0^2 - M^2 - m_1^2) / 2M = (M^2 + m_2^2 - m_3^2) / 2M .$$

Имеем

$$\bar{m}_0 = (2M^2 + m_1^2)^{1/2} . \qquad (3.1)$$

При этом значении m_0 спектр m_{12} впервые "захватит" область $m_{12} \approx 2m_1$, в которой $\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2$ (см. квадрат K со стороной $\approx \gamma$ на рис. 4). При больших m_0 равенство $\vec{p}_1 \cong \vec{p}_2$ вновь невозможно, но вплоть до $m_0 = \bar{\bar{m}}_0 = (M^2 - m_1^2) / m_1$ полосы $m_{13} \cong M$ и $m_{23} \cong M$ остаются внутри фигуры Далица, и интерференция заметна. По мере удаления m_0 от $\bar{m}_0$ амплитуды a двух слагаемых формулы (2.2) могут все сильнее отличаться друг от друга; если предположить, что они зависят лишь

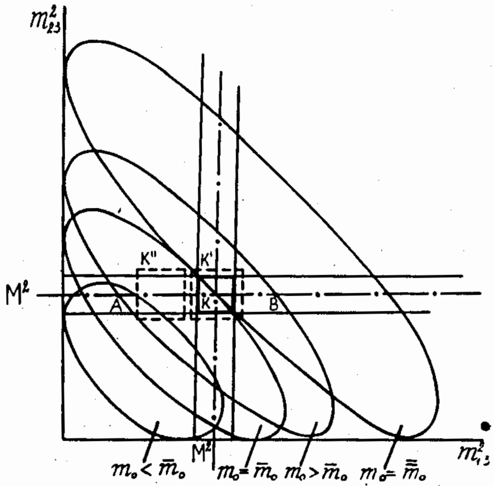


Рис. 4. Взаимное расположение фигуры Далица и резонансных полос при разных значениях m_0 . AB – линейные размеры фигуры Далица.

от масс m_{13} , m_{23} , m_{12} , причем их зависимость от x слаба, то можно подсчитать явный вид спектра y и в этом случае

$$w(y) \sim |a(y)|^2 + |a(-y)|^2 + 2\,\frac{\mathrm{Re}\,[a(y)\,a^*(-y)] - y\,\mathrm{Im}[a(y)a^*(-y)]}{1+y^2}. \qquad (3.2)$$

Здесь в амплитуде a отмечена ее зависимость от y .

Обсудим теперь смысл интегрирования в (2.9) по x , благодаря которому проще всего заметить интерференцию. Поскольку

$$m_{13}^2 + m_{23}^2 + m_{12}^2 = m_0^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 , \qquad (3.3)$$

переменная x выражается в виде:

$$x = (m_0^2 - m_{12}^2 - 2M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2)/2\gamma . \qquad (3.4)$$

Интегрирование по x равносильно, следовательно, либо интегрированию по m_0^2 , либо по m_{12}^2 , либо по тому и другому вместе. В связи с этим мыслимы разные постановки опыта, соответствующие каждой из указанных ситуаций (отбор событий с $m_{12} \approx 2m_1$ при разных m_0 или событий с $m_0 \approx \bar{m}_0$ при разных m_{12} и т.д.).

В реальных условиях опыта интегрирование по x проводится в конечных пределах, а не от $-\infty$ до $+\infty$, как предполагалось при выводе (2.9), (3.3). Когда резонанс узок, а квадрат K далек от края фигуры Далица, пределы можно считать $\pm\infty$. Но когда K лежит у края фигуры, один из пределов в (2.9) может по условиям опыта оказаться конечным. Спектр y при этом имеет вид (рис. 5)

$$w(y,\xi) = \int_{\xi}^{\infty} \frac{d^2 W}{dx\, dy} dx =$$

$$= \left(1 + \frac{1}{1+y^2}\right) [\pi - \mathrm{arctg}(\xi + y) - \mathrm{arctg}(\xi - y)] + \tag{3.5}$$

$$+ \frac{y}{2(1+y^2)} \ln \frac{(\xi+y)^2+1}{(\xi-y)^2+1} .$$

Отношение "эффект в нуле/эффект на бесконечности" при $\xi = 0$ равно 2, при $-\xi \approx 1 \div 3$ приближается к 4 (распределение отличается от Брейт-Вигнерова), а при $|\xi| \gg 1$ вновь стремится к 2, так как добавочное плечо кривой $w(y;\xi)$, хорошо видное на рис. 5 при $2\xi = -7$, уходит при этом на бесконечность. На рис. 6 показаны кривые $\tilde{\tilde{w}}(y,\xi)$, полученные суммированием x от $-\xi$ до ξ.

Оценим величину обсуждаемого эффекта. Она равна доле тех событий η, которые дадут интерференционный эффект, по отношению к полному числу событий. Из рис. 4 видно, что

$$\eta = \gamma^2 / \gamma \cdot AB = \gamma / AB$$

или

$$\eta = M^2\gamma\{[(m_0+m_1)^2 - M^2][(m_0-m_1)^2 - M^2][M^2-(m_2+m_3)^2][M^2-(m_2-m_3)^2]\}^{-1/2}. \tag{3.6}$$

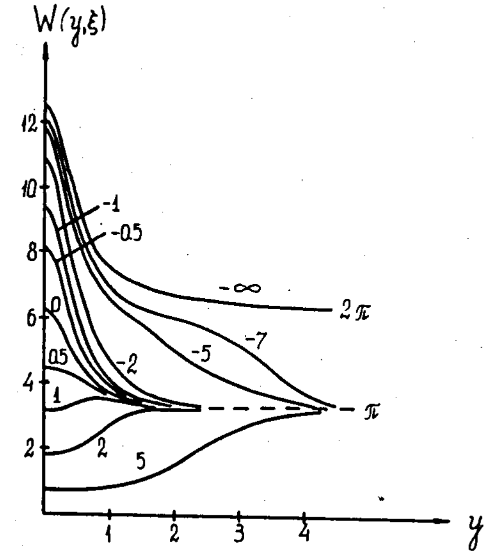


Рис. 5. Распределение по у при интегрировании по х от ξ до ∞. На кривых указаны значения 2ξ.

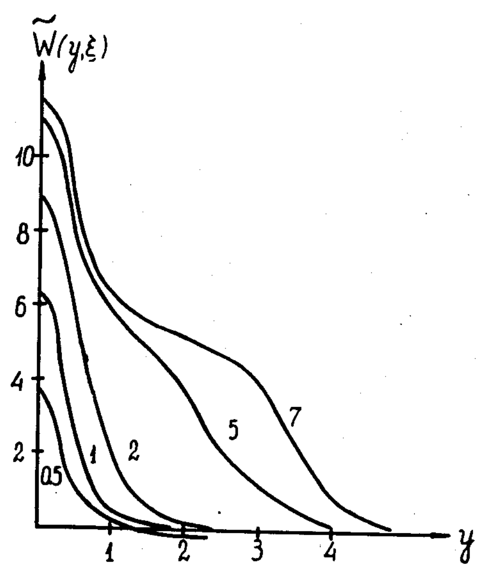


Рис. 6. Распределение по у при интегрировании по х от $-\xi$ до ξ.

В конечном счете величина эффекта определяется соотношением между шириной резонанса и энерговыделением в процессах: $0 \to R+1$ и $R \to 2+3$. При $m_1 = m_2 = m_3$ и $m_0 = \bar{m}_0$

$$\eta \approx \gamma / (M^2 - 4m_1^2). \qquad (3.7)$$

В частности, для процесса $0 \to \phi K^+ \to K^- K^+ K^+$ получаем $\eta \approx 0{,}1$.

Обсуждаемые интерференционные явления имеют место не только в рассмотренном выше простейшем случае системы, состоящей из трех частиц.

Обратимся, например, к распаду резонансов на 3 частицы, например, ω^0 -мезона.

$$0 \to \pi^+ + \omega^0 \to \pi_1^+ + \pi_2^+ + \pi_3^- + \pi_4^0 .$$

Конфигурации, при которых $\vec{p} \cong \vec{p}$, возникают здесь уже начиная с порога $m_0' = m_1 + M$, когда в системе покоя R неподвижна частица 1 и может покоиться частица 2, и вплоть до энергии $\bar{m}_0 = [2M^2 + m_1^2 + m_2^2 - (m_3 + m_4)^2]^{1/2}$, когда $\vec{p}_1$ оказывается на поверхности сферы импульсов распада $\omega \to 2+3+4$. При больших энергиях вплоть до $\bar{\bar{m}}_0 = (M^2 - m_1^2)/(m_3 + m_4)$ конфигурации с $\vec{p}_1 = \vec{p}_2$ исчезают, но остаются те, для которых $|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$ и $m_{134} = m_{234}$. Во всем этом интервале энергий $(m_0', \bar{\bar{m}}_0)$ можно наблюдать интерференционный эффект в распределении по $y = (m_{134}^2 - m_{234}^2)/2\gamma$. Чтобы доказать это, надо только положить в формуле (2.2) массу и импульс частицы 3 равными эффективной массе и импульсу пары 3,4.

Точно так же эффект будет наблюдаться при рождении, наряду с резонансом R и частицей 1, еще и других частиц.

§4. Измерения ширины и фазы резонанса

Интерференция тождественных частиц позволяет дать другой, не зависимый от существующего способ измерения ширины узких резонансов. Кроме того, в принципе, появляется возможность промерить сдвиг фаз между амплитудами рождения резонанса и фона.

1. Интегральный метод измерения ширины резонанса

Заключим область K пересечения резонансных полос на рис. 4 в квадрат K' с заранее выбранной стороной D. Другой такой же квадрат K'' поместим на одной из резонансных полос несколько поодаль. Число событий в K' и K'' найдем, интегрируя $\frac{d^2 W}{du\, dv}$ по площадям квадратов. Превышение числа событий N' в K' над удвоенным числом событий $(2N'')$ в квадрате K'' составляет

$$N' - 2N'' = 2a^2 \left(2\gamma \operatorname{arctg} \frac{D}{2\gamma}\right)^2. \tag{4.1}$$

Число событий в квадрате K'' есть

$$N'' = a^2 D \left(2\gamma \operatorname{arctg} \frac{D}{2\gamma}\right). \tag{4.2}$$

Мы получаем возможность измерить ширину резонанса, вычислив отношение:

$$\frac{N' - N''}{2N''} = \frac{2\gamma \operatorname{arctg} \frac{D}{2\gamma}}{D}.$$

Величина γ есть корень уравнения

$$2\gamma \operatorname{arctg} \frac{D}{2\gamma} = D \, \frac{N' - 2N''}{2N''}. \tag{4.3}$$

Если $D \gg \gamma$, то получаем:

$$\Gamma = \frac{D}{\pi M} \cdot \frac{N' - 2N''}{2N''}. \tag{4.4}$$

Этот способ определения ширины резонанса не зависит от точности измерения эффективных масс: неточные измерения размывают пик, но не меняют полное число событий в пике. В принципе, при достаточно большой статистике так можно измерять ширины очень узких резонансов.

Для измерения ширины резонанса можно воспользоваться и одномерным спектром $\rho = \frac{1}{2}(m_{13}^2 - m_{23}^2)$ (рис. 7). Число событий L' и L''

в двух участках спектра шириной $D > \gamma$ будет $L' \approx D + \pi\gamma$ и $L'' \approx D$, так что

$$\Gamma = \frac{D}{\pi M} \frac{L' - L''}{L''} . \qquad (4.5)$$

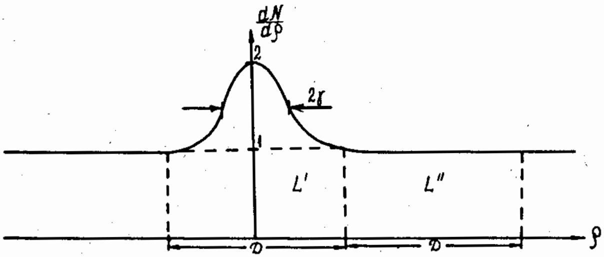


Рис. 7.

2. Измерение ширины резонанса на " предельных" конфигурациях

Кроме изложенного интегрального метода измерения ширины резонансов, можно измерять ширину пика в спектре, который, как это следует из (2.9), имеет вид $1+(1+\rho^2/\gamma^2)^{-1}$. Точность общепринятого способа (по пикам в распределении по m^2_{13}) ограничена точностью измерения импульсов частиц. Точность обсуждаемого способа ограничена точностью измерения разности энергий и направлений тождественных частиц. Мы увидим, что существуют некоторые конфигурации в лабораторной системе отсчета, для которых ошибка в определении разницы энергий мало влияет на величину ρ . Так как точность угловых измерений довольно высока, то этот способ может оказаться точнее, чем обычный.

Чтобы найти указанные конфигурации, выразим величину ρ в лабораторной системе отсчета:

$$\rho = \omega_3\ (\omega_1 - \omega_2) - \vec{p}_3 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \tag{4.6}$$

или с учетом сохранения 4–импульса

$$\rho = \omega_0 (\omega_1 - \omega_2) - \vec{p}_0 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2), \tag{4.7}$$

где ω_0 – энергия системы 0 ; ω_1 , ω_2 , ω_3 – энергии частиц 1,2,3. Введем угол ψ между единичными векторами $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$, направленными вдоль $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$, и величины $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ и $\Delta p = |\vec{p}_1| - |\vec{p}_2|$. Пусть $\vec{n}$ будет единичным вектором в направлении биссектрисы угла между $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$, то–есть

$$\vec{n} = (\vec{n}_1 + \vec{n}_2) / 2\cos(\psi/2),$$

а $\vec{N}$ – перпендикулярный к $\vec{n}$ единичный вектор в плоскости $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$:

$$\vec{N} = (\vec{n}_1 - \vec{n}_2) / 2\sin(\psi/2).$$

Тогда

$$\rho = (\ \omega_0 \Delta\omega - (\vec{p}_0\ \vec{n}) \cdot \Delta p \cdot \cos\psi/2) - (|\vec{p}_1| + |\vec{p}_2|)(\vec{p}_0\ \vec{N}) \sin\psi/2\ . \tag{4.8}$$

Структура (4.8) соответствует угловым и энергетическим корреляциям, рассмотренным во Введении.

Если ограничиться только конфигурациями, у которых $\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2$, то можно считать $\psi \ll 1$, $|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = p$, $\Delta p \ll p$ и $\Delta p = \frac{\Delta\omega}{v}$, где v – скорость пары 1,2. В этом случае ρ имеет вид:

$$\rho = \omega_0\ \Delta\omega\ (1 - \frac{\vec{v}_0 \vec{n}}{v}) - p\ (\vec{p}_0\ \vec{N})\ \psi\ , \tag{4.9}$$

где v_0 – скорость системы 0 в лабораторной системе координат.

Обратим внимание на конфигурации, у которых

$$v \cong \vec{v}_0 \cdot \vec{n} \tag{4.10}$$

или, что то же самое,

$$v \approxeq \vec{v}_{\text{рез}} \cdot \vec{n} . \qquad (4.10')$$

У них коэффициент при $\Delta\omega$ может быть столь мал, что погрешность в измерении энергии не скажется на величине ρ. Можно показать, что условия (4.10)-(4.10') - это условия вылета пары 1,2 с $m_{12} \approx 2m_1$ в "распаде" $m_0 \to m_{12} + m_3$ под предельным углом. Известно, что предельный угол есть наивероятнейший угол вылета частиц в лабораторной системе. Это значит, что доля конфигураций с $v \approxeq \vec{v}_0 \cdot \vec{n}$ достаточно велика. Условие (4.10') означает также, что, независимо от момента распада резонанса, частицы 1 и 2 одновременно пересекают любую плоскость, перпендикулярную направлению их вылета.

3. Измерение сдвига фаз

Мы все время пренебрегали наличием нерезонансного фона, который в случае узких резонансов часто бывает мал. Если он играет существенную роль, то интерференция амплитуд при наличии тождественных частиц позволяет измерить сдвиг фаз между амплитудой рождения резонанса и фоном. Пусть фоновая амплитуда для процесса $0 \to 1 + R$ есть $Be^{i\delta}$, тогда плотность распределения на фигуре Далица можно записать в виде:

$$\frac{d^2 W}{d\, m_{13}^2\, d\, m_{23}^2} = \left| A \left(\frac{1}{m_{13}^2 - M^2 + i\gamma} + \frac{1}{m_{23}^2 - M^2 + i\gamma} \right) + Be^{i\delta} \right|^2 . \qquad (4.11)$$

Вычислим среднюю плотность событий в трех областях, на которые фигура Далица разбивается резонансными полосами $m_{13}^2 \approx M^2$ и $m_{23}^2 \approx M^2$. Пусть ширина полос $D \gg \gamma$. Подсчитаем общее число событий вне полос (N_1), внутри их (N_2) и на их пересечении (N_3) и разделим на площади этих областей. Получим средние плотности d_1, d_2, d_3:

$$d_1 = B^2 , \quad d_2 = B^2 + \frac{\pi}{\gamma D} (A^2 - 2AB \sin\delta),$$

$$d_3 = B^2 + \frac{2\pi}{\gamma D} (A^2 - 2AB \sin\delta) + \frac{2\pi^2 A^2}{D^2} .$$

Отсюда следует, что

$$B = \sqrt{d_1}\ ,\quad A = \frac{D}{\pi}\sqrt{\frac{1}{2}(d_1 + d_3\ ) - d_2}$$

$$\sin\delta = [A^2 - \gamma D\ (d_2 - d_1)/\pi]\ /\ 2A\sqrt{d_1}\ . \qquad (4.12)$$

Если не предполагать, что $D \gg \gamma$, то в этих формулах нужно заменить π на $2\,\mathrm{arctg}\, D/2\gamma$.

Мы признательны за ценные обсуждения Б.Н. Валуеву, И.М. Граменицкому, В.Л. Любошицу, Г. Мицельмахеру.

Литература

1. U. Fano. Am. J. Phys. 29, 539, 1961.
2. В.Г. Барышевский, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 55, 312, 1968.
3. R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss. Phil. Mag. 45, 633, 1954.
4. G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, A. Pais. Phys. Rev. 120, 300 1964.
5. Christoph Schmidt. Phys. Rev., 154, 1363, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1970 года.

Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. Р1-5315

Интерференция тождественных частиц в процессах с участием резонансов

Рассматривается интерференция тождественных частиц в процессах с участием резонансов и обсуждается возможность измерения на этой основе ширин резонансных состояний.

Сообщения Объединенного института ядерных исследований

Дубна, 1970

Grishin V.G., Kopylov G.I., Podgoretsky M.I. P1-5315

Interference of Identical Particles in the Processes Involving the Resonances

The interference of identical particles in the processes involving the resonances is considered; the possibility of measuring, on this basis, the widths of resonance states is discussed.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna, 1970